

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Mirian Castejon Molina

**O Superaglomerado de galáxias
SC0028-001 sob lentes gravitacionais**

São Paulo
2015

Mirian Castejon Molina

O Superaglomerado de galáxias
SC0028-001 sob lentes gravitacionais

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

Área de concentração: Astronomia.
Orientador: Prof. Dr. Eduardo S. Cypriano

Versão corrigida.
(original encontra-se disponível na Unidade)

São Paulo
2015

Dedico este trabalho ao meu sobrinho Cauê.

*”Sempre o vento sopra mais forte
Pra quem não está acostumado
com o frio daqui...
Sempre o tempo passa depressa
Pra quem se interessa viver
mais um pouco aqui...”*

Casa das Máquinas

Agradecimentos

Primeiramente agradeço à minha família e parentes por toda a torcida em cada etapa da minha vida. Mesmo distantes sei que sempre estão pensando em mim.

Agradeço a oportunidade de fazer parte do IAG, de aprender com os professores e colegas construindo assim um ambiente agradável de se trabalhar. Agradeço também à todos os seus funcionários por sempre estarem dispostos a ajudar.

Ao meu companheiro de sala Rogério por todas as dicas e experiências trocadas (menos as que envolvem baratas), por todas as risadas e pelas discussões sobre Chaves.

Agradeço ao André por me divertir com seu jeito peculiar de ser, por todos os conselhos (menos o para usar o Julia para programar) e, principalmente por escutar o monólogo da minha vida diariamente sem censurar.

Ao Miguel por todos os papos cafeinados e pelas dicas de sobrevivência nos meus primeiros dias no IAG.

Um agradecimento especial à Malu, Nathália, Ana, Patrícia, Jullian, Marcelo, Fellipy e Juan por todas as conversas compartilhadas e por todos os momentos engraçados e sérios que passamos nesses quase dois anos.

Agradeço à Carla e Patrícia pelas longas noites de estudo que hoje percebo como foram importantes para o meu desenvolvimento.

Ao meu amigo João pela amizade sincera durante 16 anos das nossas vidas. Pelos conselhos e pelas broncas necessárias.

Aos moradores e agregados da Toka do Shrek e à galera do grupo de astronomia amadora M104 Los Sombreros.

Ao meu namorado André por cuidar tão bem de mim, me apoiando nos momentos mais difíceis e cruéis da vida. Agradeço por todos os momentos de alegria e pela paciência nesses últimos dias. Agradeço também por ser um excelente cozinheiro!

Agradeço ao meu irmão Eduardo por sempre dar um jeito de participar da minha vida. Por, às vezes, esquecer que é o irmão caçula e querer cuidar de mim. Seus conselhos sempre me deixam mais feliz!

Um agradecimento especial ao meu orientador Eduardo por ser sempre tão presente e dedicado. Por ter um bom humor excessivo ¹ que é contagiante. Obrigada por tudo que aprendi e que vou aprender com você. Principalmente, obrigada por confiar em mim.

Por fim, agradeço à FAPESP pelo auxílio financeiro (processo 2013/14817-9) sem o qual esse trabalho não seria possível.

¹isso é algo positivo, acredite.

Resumo

Nesta dissertação estudamos o campo do superaglomerado de galáxias SC0028-001 usando técnicas de lentes gravitacionais fracas. Para tal estudo, usamos imagens do telescópio CFHT/Megacam tomadas em três bandas e sob excelentes condições atmosféricas. Com esses dados selecionamos as galáxias de fundo através de suas cores e medimos suas elipticidades, corrigindo por efeitos da PSF local. Essas medidas possibilitaram a detecção de subestruturas (aglomerados) pertencentes ao superaglomerado e a medida de suas massas. Detectamos via lentes gravitacionais fracas todas as estruturas detectadas anteriormente (além de outras que devem pertencer à frente/fundo) via fotometria SDSS, com exceção de uma. Encontramos que as massas dessas subestruturas somadas são da ordem de $3 \times 10^{14} M_{\odot}$, o que contrasta com a medida dinâmica da massa do superaglomerado, que chega a $10^{16} M_{\odot}$. Isso significa que a maior parte da massa deste superaglomerado não está ligada a aglomerados individuais, mas sim diluída em seu imenso volume.

Abstract

We studied the field of the supercluster of galaxies SC0028-0001 through weak gravitational lensing techniques. We used CFHT/Megacam images taken in three bands and under excellent atmospheric conditions. We used the colour information to select the background galaxies and measured their ellipticities taking into account local PSF effects. These data allowed for the detection of substructures (clusters) and their mass measurement. Through lensing we detected all structures previously found by SDSS photometry (plus several fore/background structures) with one exception. The masses we measured for those substructures were all of the order of $3 \times 10^{14} M_{\odot}$, which is in contrast with the dynamical mass estimation of the whole supercluster which is of the order of $10^{16} M_{\odot}$. It means that most of the supercluster mass is diluted within its large volume, not bound in individual clusters.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Distâncias e parâmetros cosmológicos	3
1.2	Formação de estruturas no Universo	4
1.2.1	Modelo do Colapso Esférico	6
1.2.2	Simulações	9
1.2.3	Modelo hierárquico de formação de estruturas	10
1.3	Halos de matéria escura	10
1.3.1	Perfil NFW	11
1.4	Aglomerados de Galáxias	12
1.5	Superaglomerados de Galáxias	13
1.6	O Superaglomerado de galáxias SC0028-0001	16
1.7	Estrutura da dissertação	20
2	Lentes Gravitacionais	21
2.1	Uma breve história de lentes gravitacionais	21
2.2	Teoria básica de lentes	23
2.2.1	Equação da lente	23
2.2.2	Ângulo de deflexão	27
2.2.3	Densidade crítica e eficiência da lente gravitacional	28
2.2.4	Potencial da lente	29
2.2.5	Magnificação e Distorção	30
2.2.6	Regimes	33
2.3	Lentes Gravitacionais Fracas	35
2.4	Reconstrução da massa	37
2.5	Degenerescência de lâmina de massa	38
2.6	Estatística de massa de abertura	39

2.6.1	M_{ap} aplicada a imagens	40
2.7	Estimativa da massa por lentes gravitacionais fracas	41
2.7.1	Perfil NFW	42
2.7.2	Densitometria de massa de abertura	43
2.8	Considerações finais	44
3	Amostra e Observações	47
3.1	Telescópio CFHT	47
3.2	Características da observação	48
3.3	Imagens e Catálogos	50
3.3.1	Tratamento das imagens	50
3.3.2	Confecção dos catálogos	52
3.4	Análise fotométrica	53
3.4.1	Análise da completeza	53
3.4.2	Diagrama cor-magnitude	55
4	Análise por lentes gravitacionais fracas	57
4.1	Seleção das galáxias de fundo	57
4.2	Im2shape	61
4.3	Correção pela PSF	62
4.3.1	Seleção das estrelas	63
4.3.2	Medida da forma das estrelas	65
4.3.3	Modelando a variação espacial da PSF	65
4.4	Medida da elipticidade das galáxias	67
4.5	Identificando subestruturas em SC0028	69
4.5.1	Reconstrução do mapa de massa	69
4.5.2	Estatística de massa de abertura	70
4.6	Estimativa da massa	74
4.6.1	Ajuste do perfil NFW	74
4.6.2	Densitometria de massa de abertura	77
5	Discussão e Perspectivas	81
5.1	Análise do superaglomerado SC0028-0001	81
5.2	As subestruturas	82
5.3	Perspectivas	83

Lista de Figuras

1.1	Resultado da simulação do milênio para $z = 0$ ($t = 13.6 \times 10^9$ anos).	9
1.2	'Árvore de fusões' representando a formação hierárquica de estruturas . . .	10
1.3	Distribuições de massa de halos em função do <i>redshift</i> a partir do modelo de Press-Schechter.	11
1.4	Classificação de aglomerados de galáxias segundo Rood & Sastry (1971) . .	13
1.5	Simulação feita por Araya-Melo et al. (2009) mostrando a evolução de um superaglomerado	15
1.6	Fatia do superaglomerado Laniakea no plano equatorial supergaláctico. . .	16
1.7	Mapas de densidade e de luz identificando subestruturas no superaglomerado SC0028.	17
1.8	Distâncias relativas ao centro do superaglomerado SC0028 e Distribuição tridimensional das subestruturas.	20
2.1	Imagem dupla do quasar Q0957+561 ($z = 1.41$) ao redor de uma galáxia em $z = 0.36$; arco gigante ($z = 2.24$) ao redor da galáxia Cl 2244-02 e sistema B1938+666 com estrutura em forma de anel.	23
2.2	Aglomerado de galáxias A2218 com arcos gravitacionais gigantes e arclets.	24
2.3	Geometria de um sistema de lentes gravitacionais.	25
2.4	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.	26
2.5	Geometria do ângulo de deflexão.	27
2.6	Eficiência da lente gravitacional.	29
2.7	Deformação de uma imagem através da matriz jacobiana.	31
2.8	Deformação de objetos devido ao cisalhamento e à convergência.	32

2.9	Galáxias distantes e muito fracas para serem detectadas sofrem uma magnificação ao passar por uma concentração de massa, tornando possível observá-las.	34
2.10	Múltiplas imagens da Supernova Refsdal, localizada a 9.3 bilhões de anos-luz da Terra.	34
2.11	Alinhamento tangencial e cruzado de galáxias ao redor de uma concentração de massa.	37
2.12	Esquema representando a distância entre galáxias e o centro do aglomerado.	42
3.1	Transmissão dos filtros da MegaCam e a eficiência quântica média dos CCDs.	48
3.2	Imagem colorida do superaglomerado de galáxias SC0028.	49
3.3	Processo de <i>Flatfielding</i>	51
3.4	Esquema dos 36 CCDs da <i>MegaCam</i>	51
3.5	Análise do limite de completeza dos dados.	54
3.6	Diagrama cor-cor das galáxias da amostra mostrando a sequência vermelha.	55
3.7	Densidade superficial de galáxias pertencentes à sequência vermelha.	56
4.1	Distribuição das galáxias do campo do superaglomerado SC0028 com medidas de <i>redshifts</i> espectroscópicos.	58
4.2	Diagrama cor-cor para as galáxias do catálogo <i>D</i> e para as galáxias do campo do superaglomerado.	59
4.3	Diagrama cor-cor das galáxias para o segundo método de seleção de galáxias de fundo.	60
4.4	Ilustração do processo de formação de imagens.	63
4.5	FWHM <i>versus</i> magnitude para as estrelas selecionadas.	64
4.6	Estrelas selecionadas para a descrição da PSF.	64
4.7	Histograma das elipticidades e do parâmetro <i>ab</i> das estrelas estimados pelo IM2SHAPE mostrando os cortes selecionados.	66
4.8	Mapa da PSF com base nos valores de extraídos do IM2SHAPE para as estrelas.	66
4.9	Valores das componentes da elipticidade antes e depois da correção pela PSF	68
4.10	Distribuição de galáxias cujos formatos foram estimados pelo IM2SHAPE após os cortes descritos no texto.	68
4.11	Erro médio na elipticidade <i>e versus</i> magnitude das galáxias de fundo.	69
4.12	Mapa de massa reconstruído através do LENSENT2.	71
4.13	Mapa de luz identificando os aglomerados encontrados em O’Mill et al. (2015).	72
4.14	Perfil do filtro polinomial Q_{poli} e do filtro Q_{NFW}	72
4.15	Variação do parâmetro x_c do filtro Q_{NFW}	73

4.16	Mapa do Sinal-Ruído (S/N) calculado com o filtro Q_{NFW}	74
4.17	Mapa do Sinal-Ruído (S/N) calculado com o filtro Q_{poli}	75
4.18	Subestrutura 1 juntamente com o perfil radial da elipticidade tangencial ajustado pelo perfil NFW.	78
4.19	Subestrutura 2 juntamente com o perfil radial da elipticidade tangencial ajustado pelo perfil NFW.	78
4.20	Subestrutura 4 juntamente com o perfil radial da elipticidade tangencial ajustado pelo perfil NFW.	79
4.21	Subestrutura 5 juntamente com o perfil radial da elipticidade tangencial ajustado pelo perfil NFW.	79

Lista de Tabelas

1.1	Parâmetros cosmológicos utilizados neste trabalho.	4
1.2	Subestruturas dentro do superaglomerado SC0028.	18
1.3	<i>Redshifts</i> e velocidades peculiares para cada subestrutura de SC0028.	19
3.1	Especificações gerais do instrumento <i>MegaPrime/MegaCam</i>	48
3.2	Características dos filtros componentes da <i>MegaCam</i>	48
3.3	Detalhes da observação do superaglomerado SC0028.	49
4.1	Valores da média e desvio padrão para e_1 e e_2	67
4.2	Valores de M_{200} e $M_\zeta (< \theta_{in})$ para as subestruturas identificadas	77

CAPÍTULO 1

Introdução

A cosmologia moderna se baseia em duas suposições fundamentais: a primeira é o princípio cosmológico e a segunda é que a interação dominante em escalas cosmológicas é a gravitacional. O princípio cosmológico estabelece que o Universo em grandes escalas é homogêneo e isotrópico, o que significa que o Universo parece o mesmo em qualquer direção que observamos. Isso é verdadeiro para escalas maiores que 100 Mpc, porém em escalas menores nós observamos desvios da densidade média na forma de galáxias, aglomerados, superaglomerados, filamentos e vazios que, juntos, formam a estrutura cósmica. Como essas estruturas são formadas será descrito na seção 1.2.

O modelo cosmológico mais aceito hoje estabelece o Big-Bang como o evento inicial do Universo, que é definido no momento no tempo em que o fator de escala $a(t)$ do Universo era aproximadamente zero. O fator de escala $a(t)$ nos diz como as distâncias crescem com o tempo e seu valor para o tempo presente t_0 é $a(t_0) = 1$. Logo após o Big-Bang, o Universo teria entrado numa fase de expansão inflacionária. Durante esta fase o Universo se expande exponencialmente e as primeiras estruturas começam a ser formadas (Merten, 2008). Após o Big Bang e a inflação, o Universo se expande com a densidade de radiação variando como $\rho_r \propto a^{-4}$ enquanto a densidade de matéria varia como $\rho_m \propto a^{-3}$. Devido à essa dependência, chega um momento em que essas densidades se igualam, em $z_{eq} \approx 3000$, e a partir daí a matéria começa a dominar sobre a radiação (Schneider, 2006).

Na era radiativa, como o Universo era muito quente, a matéria se encontrava ionizada. Porém, com a dominância da matéria, a temperatura cai abaixo do potencial de ionização do hidrogênio e átomos começam a se formar. Essa é a época da recombinação e ocorre em $z_{rec} \approx 1100$. O Universo, que era opaco, fica transparente e a matéria bariônica neutra. Ainda na era da matéria, em $z \approx 10 - 30$, ocorre uma reionização quando as primeiras estrelas começam a se formar.

A densidade da matéria continua caindo de acordo com $\rho_m \propto a^{-3}$ conforme o Universo se expande. Como a energia escura tem densidade de energia ρ_Λ constante, chega um momento, em $z \approx 0.37$, em que ela passa a dominar sobre a matéria.

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 da chamada energia escura e 20% de matéria escura fria. A matéria bariônica, na forma de gás e estrelas, apenas contribuem com aproximadamente 4%. De acordo com essas medidas, o Universo atual pode ser considerado plano e dominado pela energia escura, responsável pela aceleração da expansão cósmica (Hettterscheidt, 2006).

A taxa dessa expansão é descrita pelo parâmetro de Hubble

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (1.1)$$

onde a é o fator de escala do Universo.

O parâmetro de Hubble varia com o *redshift* de acordo com

$$H(z) = H_0 E(z), \quad (1.2)$$

em que H_0 é a constante de Hubble, onde o subscrito '0' se refere a época presente ($z = 0$), e

$$E(z) = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}. \quad (1.3)$$

Os parâmetros de densidade Ω_m , Ω_k e Ω_Λ 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 ρ_{cr} .

$$\Omega_0 = \frac{\rho_0}{\rho_{cr}} \quad (1.4)$$

A densidade crítica do Universo é definida como

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

onde G é a constante gravitacional e H_0 é a constante de Hubble.

1.1 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 num Universo estático. Assim, definimos a *distância comóvel* D_C , que segue essa expansão, ou seja, se mantém fixa conforme o Universo se expande

$$D_C = D_H \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}. \quad (1.6)$$

A distância de Hubble D_H é definida como

$$D_H = \frac{c}{H_0}, \quad (1.7)$$

onde c é a velocidade da luz.

Para a análise por lentes gravitacionais, como veremos adiante, 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 θ como é visto no céu.

$$D_A = \frac{l}{\theta}. \quad (1.8)$$

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

$$D_A = \frac{D_C}{1+z}. \quad (1.9)$$

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)

$$D_{A12} = \frac{1}{1+z_2} \left[D_{C2} \sqrt{1 + \Omega_k \frac{D_{C1}^2}{D_H^2}} - D_{C1} \sqrt{1 + \Omega_k \frac{D_{C2}^2}{D_H^2}} \right]. \quad (1.10)$$

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

$$D_{A12} = \frac{1}{1 + z_2} [D_{C2} - D_{C1}]. \quad (1.11)$$

Os valores dos parâmetros cosmológicos utilizados nesse trabalho se encontram na Tabela 1.1.

Parâmetro	Valor
Ω_m	0.30
Ω_Λ	0.70
Ω_k	0
H_0	70 km/s/Mpc

Tabela 1.1: Parâmetros cosmológicos utilizados neste trabalho.

1.2 Formação de estruturas no Universo

O paradigma convencional para a formação de estruturas no Universo é baseado no crescimento de pequenas perturbações devido à instabilidades gravitacionais. Neste cenário, flutuações quânticas nas fases iniciais do Universo causaram pequenas perturbações na densidade de energia. Estas perturbações crescem e formam as diferentes estruturas que observamos hoje, como galáxias e aglomerados de galáxias (Padmanabhan, 1993).

A quantidade que se usa para descrever esse crescimento das estruturas é o contraste de densidade definido como

$$\delta(\mathbf{r}, \mathbf{t}) = \frac{\rho(\mathbf{r}, \mathbf{t}) - \bar{\rho}(\mathbf{t})}{\bar{\rho}(\mathbf{t})}, \quad (1.12)$$

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

Essas instabilidades foram primeiro estudadas pelo físico britânico Jeans (1902), que considerou o colapso gravitacional dentro de uma nuvem de gás. Segundo ele, uma nuvem poderia se tornar instável e começar a colapsar quando a pressão do gás não for suficiente para aguentar a força gravitacional. A nuvem seria estável para uma certa massa, mas uma vez que a massa crítica fosse atingida essa nuvem começaria o processo de contração.

Para encontrar o valor da massa mínima requerida para haver contração parte-se do Teorema do virial e considera-se uma nuvem de gás homogêneo com temperatura T , densidade ρ_0 , massa M e número de partículas N .

A energia cinética de um gás homogêneo a uma temperatura T é expressa como

$$K = \frac{3}{2} N k T = \frac{3}{2} \frac{M k T}{\mu m_H}, \quad (1.13)$$

onde k é a constante universal dos gases perfeitos e escrevemos N em função da massa molecular média μ e da massa do hidrogênio m_H .

A energia potencial de uma esfera com massa M e raio R é dada por

$$U = -\gamma \frac{GM^2}{R} \rightarrow U = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad (1.14)$$

onde, para uma esfera homogênea, o fator $\gamma = 3/5$.

O Teorema do virial diz que, para um sistema em equilíbrio, vale a igualdade $2K + U = 0$, sendo então $2K < U$ a condição para a nuvem colapsar. Assim,

$$\frac{kT}{\mu m_H} < \frac{1}{5} \frac{GM}{R} \rightarrow M > \frac{5kT}{G\mu m_H} R. \quad (1.15)$$

Podemos escrever uma expressão para o raio R partindo da densidade inicial da nuvem ρ_0 :

$$\rho_0 = \frac{3M}{4\pi R^3} \rightarrow R = \left(\frac{3M}{4\pi \rho_0} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.16)$$

Substituindo a Equação 1.16 na expressão para a massa em 1.15 temos

$$\frac{M}{M^{1/3}} > \frac{5kT}{G\mu m_H} \left(\frac{3}{4\pi \rho_0} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.17)$$

Finalmente, obtemos a condição para que as perturbações cresçam definindo a massa de Jeans M_J como a massa crítica.

$$M > \left(\frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{3}{4\pi \rho_0} \right)^{\frac{1}{2}} = M_J \quad (1.18)$$

Isso nos diz que, somente as perturbações mais massivas que a massa de Jeans M_J irão crescer.

Quando o contraste de densidade δ é muito menor que a unidade, as inomogeneidades são pequenas e o crescimento pode ser estudado através da aproximação linear.

Se uma perturbação tem tamanho característico λ e está contida dentro do horizonte definido como $d_H = 1/H$, com H sendo o parâmetro de Hubble, é necessário usar a relatividade geral. Porém, quando λ é menor que o horizonte, a evolução do contraste de densidade pode ser estudada através de teorias newtonianas.

Quando $\lambda > d_H$ a amplitude das perturbações sempre cresce, visto que $\delta \propto a^2$ na era da radiação e $\delta \propto a$ na era dominada pela matéria. Quando $\lambda < d_H$ temos dois processos que podem impedir o crescimento de estruturas, a pressão e a taxa de expansão do Universo. O colapso gravitacional é freado quando a distribuição de pressão dá matéria se dá rapidamente (Padmanabhan, 1993). Isso ocorre quando

$$t_{press} < t_{quedalive} \rightarrow \frac{\lambda}{c_s} < (G\rho)^{-1/2}, \quad (1.19)$$

onde c_s é a velocidade do som. Isso implica que perturbações com escalas maiores que o comprimento de Jeans

$$\lambda_J = \sqrt{\pi} \frac{c_s}{\sqrt{G\rho}} \quad (1.20)$$

irão crescer.

Ainda considerando $\lambda < d_H$, quando o Universo se expande muito rapidamente, a estrutura não consegue se colapsar. Na era dominada pela matéria, todas as perturbações com λ muito maior que o comprimento de Jeans irão crescer proporcionalmente ao fator de escala a .

1.2.1 Modelo do Colapso Esférico

Conforme o contraste de densidade vai aumentando, não podemos mais usar a aproximação linear. Neste caso, passamos para o regime não-linear, que pode ser descrito, ainda que de forma relativamente idealizada, pelo modelo do colapso esférico (Gunn & Gott, 1972), que descreve a evolução de uma esfera com massa uniforme.

Esse modelo considera uma distribuição de massa simetricamente esférica rodeada pelo universo que se expande. Seguindo a mecânica Newtoniana, a equação de movimento para uma partícula dentro de uma fina camada dessa esfera de massa M a uma distância r do centro é dada por

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{GM}{r^2}, \quad (1.21)$$

onde a massa total da esfera de densidade ρ é dada por

$$M = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho \rightarrow M = \frac{4}{3}\pi r^3 \bar{\rho}(1 + \bar{\delta}), \quad (1.22)$$

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

A evolução dessa esfera pode ser descrita integrando a equação de movimento e considerando a conservação da energia. Dessa forma, temos a expressão para a energia por unidade de massa

$$E = \frac{1}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 - \frac{GM}{r}. \quad (1.23)$$

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 com o Universo e se $E = 0$ a aceleração só cai a zero para $r \rightarrow \infty$. A solução paramétrica dessa equação considerando um universo sem energia escura pode ser escrita como

$$r = \frac{r_m}{2}(1 - \cos \theta) \quad t + T = \frac{t_m}{2}(\theta - \sin \theta), \quad (1.24)$$

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 Ω_m e do contraste de densidade inicial δ_i da seguinte forma:

$$\frac{r_m}{2} = \frac{r_i}{2} \frac{(1 + \delta_i)}{[\delta_i - (\Omega_{m,i}^{-1} - 1)]} \quad (1.25)$$

$$\frac{t_m}{2} = \frac{(1 + \delta_i)}{2H_i\Omega_{m,i}^{1/2}[\delta_i - (\Omega_{m,i}^{-1} - 1)]}. \quad (1.26)$$

Considerando a evolução da esfera sob uma aproximação linear, expandindo a Equação 1.24 em série de Taylor, temos (Lima-Neto, 2014)

$$r \simeq \frac{r_m}{4} \left(\frac{6\pi t}{t_m} \right)^{2/3} \left[1 - \frac{1}{20} \left(\frac{6\pi t}{t_m} \right)^{2/3} \right] \quad (1.27)$$

Integrando a Equação 1.23 podemos obter o tempo de colapso t_{col} dessa esfera, que é considerado como o tempo que a esfera leva para colapsar partindo do raio de *turn-around*, r_m . Assim

$$\int_{r_m}^0 \frac{dr}{\sqrt{2(E + GM/r)}} = \int_{t_m}^{t_{r=0}} dt \quad (1.28)$$

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 1.23 pode ser escrita como $E = -GM/r_m$. Usando esse fato e a integral acima obtemos o tempo de colapso como

$$t_{col} = t_m = \frac{2\pi}{4} \left(\frac{r_m^3}{GM} \right), \quad (1.29)$$

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

$$t_{col} = \sqrt{\frac{3}{32}} \frac{1}{\sqrt{G\rho_m}}. \quad (1.30)$$

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

Na literatura muitas vezes encontramos $t_{col} = 2t_m$ onde é considerado como tempo de colapso o tempo que leva para a esfera se expandir até um máximo e se contrair. Aqui usamos $t_{col} = t_m$ pois consideramos t_{col} como o tempo de colapso a partir do raio máximo. Essa relação $t_{col} = t_m$ vem da simetria da equação do movimento.

A questão sobre quando a esfera irá parar de se expandir e começar a colapsar depende do contraste de densidade δ . Considerando um Universo de Einstein-de Sitter onde o fator de escala a é proporcional a $t^{2/3}$, temos que a densidade ρ_{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 $\delta_m \approx 4.552$.

Após o colapso, o sistema gravitacional oscila 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

$$E = \frac{1}{2}U \rightarrow E = -\frac{3}{10} \frac{GM^2}{r_v}, \quad (1.31)$$

de onde tiramos o raio do sistema virializado r_v como

$$r_v = -\frac{3}{10} \frac{GM^2}{E}. \quad (1.32)$$

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

$$r_m = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{E}. \quad (1.33)$$

Das relações 1.32 e 1.33 temos que o raio no máximo da expansão é duas vezes o raio do virial

$$r_v = \frac{r_m}{2}. \quad (1.34)$$

Como $\rho \propto r^{-3}$, temos que a densidade do sistema após o equilíbrio do virial é 8 vezes maior que a densidade na máxima expansão. Dessa forma,

$$\rho_v = 8 \times (1 + \delta_m) \times \rho_{EdS}(t_m). \quad (1.35)$$

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

$$\frac{\rho_{EdS}(t_m)}{\rho_{EdS}(t_c)} = \left(\frac{t_c}{t_m}\right)^2, \quad (1.36)$$

podemos obter ρ_v em função de ρ_{EdS} em t_c , que é 4 vezes maior do que o valor encontrado pela Equação 1.35. Através disso, encontra-se que o contraste de densidade δ_v de um halo colapsado num Universo Einstein-de Sitter é de $\delta_v \approx 178$. Geralmente, por simplicidade, usa-se o valor 200.

Assim, uma região virializada é considerada como uma esfera com densidade média de ~ 200 vezes a densidade crítica do Universo na época do colapso. No entanto, esse valor depende da cosmologia adotada, sendo que para um Universo de Einstein-de Sitter ($\Omega_m = 1$ e $\Omega_\Lambda = 0$) o contraste de densidade é 200 e para um Universo Λ CDM esse valor é de ~ 350 (Kravtsov & Borgani, 2012).

1.2.2 Simulações

O contraste de densidade de galáxias e aglomerados de galáxias é muito maior que a unidade e, como vimos, a teoria linear não é mais aplicável nessas escalas e não pode explicar a formação desses objetos. Embora o modelo do colapso esférico consiga descrever analiticamente a evolução não-linear das perturbações de densidade devido ao colapso gravitacional, ela somente descreve casos especiais de formação de estruturas. Para obter previsões teóricas detalhadas do crescimento das perturbações de densidade no tempo e suas propriedades estatísticas, são feitas simulações numéricas do crescimento dessas estruturas. A simulação mais influente de N-corpos atualmente é a *Millennium Simulation* (Springel et al., 2005) que considera um Universo Λ CDM com $\Omega_m = 0.25$, $\Omega_\Lambda = 0.75$, $\sigma_8 = 0.9$ e $h = 0.73$, onde aproximadamente 10^{10} partículas com massas $8.6 \times 10^8 h^{-1} M_\odot$ foram traçadas. Simulações como essa vem sendo usadas para estudar as propriedades estatísticas das estruturas em larga escala do Universo.

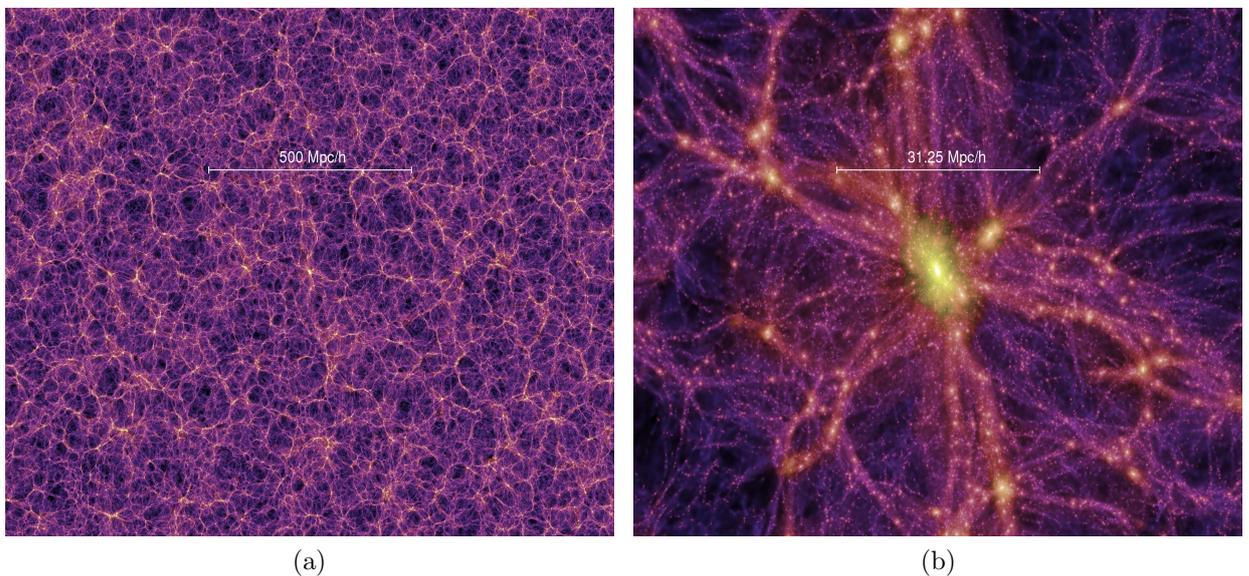


Figura 1.1: (a) Resultado da simulação do milênio para $z = 0$ ($t = 13.6 \times 10^9$ anos). O lado dessa região corresponde a 1500 Mpc, onde notamos um Universo mais homogêneo. (b) Região central do painel a direita aumentada por um fator 16, onde podemos ver filamentos, vazios e estruturas nas intersecções entre os filamentos. *Extraída de* : <http://www.mpa-garching.mpg.de/galform/press/> .

1.2.3 Modelo hierárquico de formação de estruturas

O modelo hierárquico (Gott et al., 1975; Press & Schechter, 1974; White et al., 1978; Bond et al., 1982; Blumenthal et al., 1984) é considerado hoje o modelo padrão de formação de estruturas. Neste cenário, estruturas menores são formadas primeiro e, por acreção ou fusão de matéria, estruturas maiores vão se formando, por isso, esse modelo é chamado de *down-top*. Isso pode ser representado por uma 'árvore de fusões' (*merger-tree*) como ilustra a Figura 1.2. Nesta representação temos as estruturas se formando de cima para baixo conforme o tempo evolui e onde a largura dos galhos é proporcional à massa dos objetos.

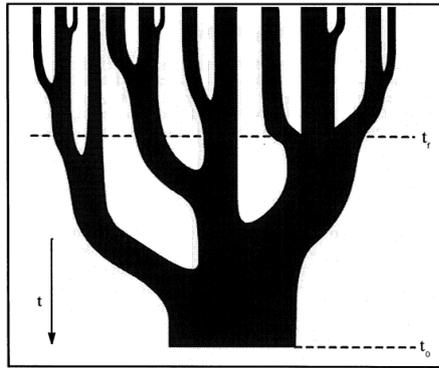


Figura 1.2: 'Árvore de fusões' representando a formação hierárquica de estruturas, de menores para maiores estruturas. Aqui a largura dos galhos é proporcional à massa do objeto e o tempo corre de cima para baixo. A linha t_f indica o momento de formação do objeto final, definido pelo momento em que sua massa é superior à metade da massa final. Imagem extraída de Lacey & Cole (1993).

Este modelo é uma consequência natural do cenário CDM (*cold dark matter*). 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).

1.3 Halos de matéria escura

Halos de matéria escura são definidos como concentrações de massa virializadas e, como vimos no modelo hierárquico de formação de estruturas, halos mais massivos são formados por último. O modelo do colapso esférico nos permite calcular aproximadamente a densidade de halos de matéria escura como função da massa e do *redshift* através do modelo de Press & Schechter (1974). Sem entrar em detalhes, a função de massa de Press-Schechter

$$n(M, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Omega_m \rho_c}{M} \frac{\delta_c}{\sigma_M} e^{-\frac{\delta_c^2}{2\sigma^2(M, z)}} \quad (1.37)$$

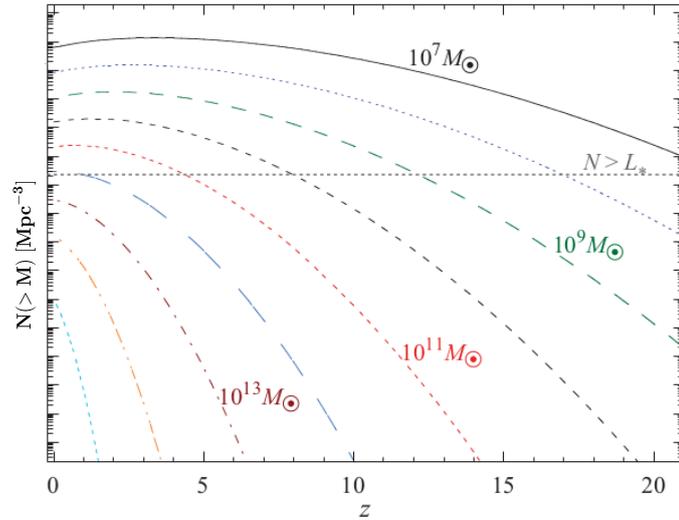


Figura 1.3: Distribuições de massa de halos em função do *redshift* a partir do modelo de Press-Schechter. Extraído de Lima-Neto (2014).

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

Na Figura 1.3 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 recentes e raras. Como a função de massa é muito sensível à cosmologia, estimar o número de halos de matéria escura nos ajuda na determinação dos parâmetros cosmológicos (Kravtsov & Borgani, 2012).

1.3.1 Perfil NFW

Através de simulações numéricas foi estabelecido a existência de um perfil de densidade para halos de matéria escura. Este perfil pode ajustar objetos com massas no intervalo de várias ordens de magnitude 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 (Navarro et al., 1995, 1996, 1997).

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

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_s}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \quad (1.38)$$

onde ρ_s é a amplitude do perfil e é igual a $\delta_c \rho_{cr}$, sendo ρ_{cr} a densidade crítica do Universo no *redshift* do halo (Equação 1.5) e

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)} \quad (1.39)$$

é uma sobredensidade característica do halo. O raio característico r_s indica o raio onde o *slope* 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

$$c = \frac{r_{200}}{r_s} \quad (1.40)$$

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

1.4 Aglomerados de Galáxias

Aglomerados de galáxias são as maiores estruturas gravitacionalmente ligadas encontradas no nosso Universo. Suas massas variam de 10^{14} a $10^{15} M_\odot$ e possuem diâmetros de alguns Mpc. Como observamos pela Figura 1.3, os aglomerados são objetos recentes e com baixa densidade numérica. Esses objetos são constituídos de galáxias, estrelas, gás do meio intra-aglomerado (ICM, do inglês *intra cluster medium*) e matéria escura.

Vários sistemas de classificação de aglomerados foram propostos, como por exemplo Zwicky et al. (1968); Bautz & Morgan (1970); Rood & Sastry (1971). A classificação de Rood & Sastry (1971), se baseia na distribuição espacial projetada das 10 galáxias mais brilhantes. Na Figura 1.4 ilustramos o esquema onde os aglomerados podem ser classificados como: cD, aglomerado dominado por uma galáxia central cD (e.g. A2019); binário (B), que é dominado por duas galáxias centrais (e.g. Coma); linear (L), onde galáxias mais brilhantes estão alinhadas (e.g. Perseus); core (C), onde as galáxias mais brilhantes se concentram no núcleo (e.g. A2151); flat (F), aglomerado tem uma distribuição achatada (e.g. Hércules) e irregular (I), em que as galáxias estão distribuídas sem que haja um centro definido (e.g. A400).

Abell (1976) classificou os aglomerados pela riqueza, de modo que aglomerados com mais de 80 galáxias são considerados ricos, aglomerados com 50 - 79 galáxias são intermediários e com 30 - 49 galáxias são classificados como aglomerados pobres.

De acordo com Bahcall (1999), considerando aglomerados ricos, os aglomerados regulares são compostos em sua maioria por galáxias elípticas, e os irregulares têm em sua maioria galáxias espirais.

As galáxias correspondem à aproximadamente 3% da massa total de aglomerados e suas dispersões de velocidades variam entre $\sim 600 - 1000 \text{ km s}^{-1}$. A maior parte da massa em aglomerados está na forma de matéria escura.

A matéria escura em aglomerados foi inicialmente estudada por Zwicky (1933, 1937) quando percebeu que a dispersão de velocidades radiais no aglomerado de Coma era muito

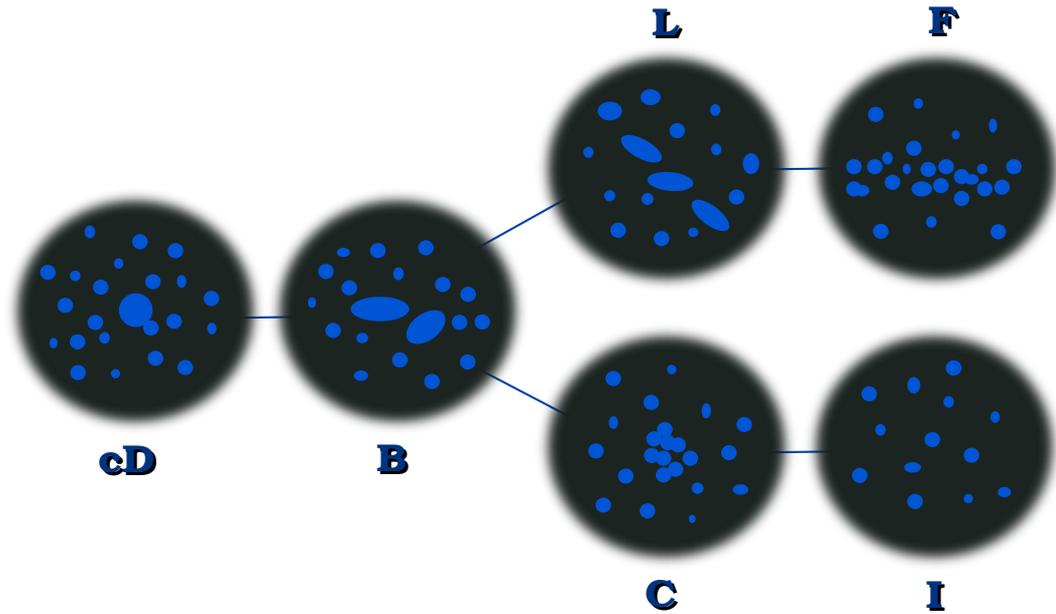


Figura 1.4: Classificação de aglomerados de galáxias segundo Rood & Sastry (1971), onde os aglomerados tipo cD: dominados por uma galáxia central cD; binário (B): dominado por duas galáxias centrais; linear (L): galáxias mais brilhantes estão alinhadas; core (C): galáxias mais brilhantes se concentram no núcleo; flat (F): distribuição achatada; irregular (I): galáxias estão distribuídas de forma irregular.

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. 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*). A matéria escura é detectada indiretamente por seu efeitos dinâmicos e através de lentes gravitacionais.

Como a soma das massas das galáxias não é a massa total do aglomerado, não podemos usar relações de massa-luminosidade para esse objetivo. Uma maneira de calcular a massa de aglomerados e, que será tratada neste trabalho, é através da técnica de lentes gravitacionais fracas (ver seção 2.7).

O último componente presente em aglomerados se trata de um plasma difuso contido no meio intra-aglomerado (ICM, *intracluster medium*) com temperatura da ordem de $10^7 - 10^8$ K. Isso corresponde a cerca de 13%-16% da massa total dos aglomerados. O ICM pode ser detectado via emissão em raios-X, em microondas através do efeito Sunyaev-Zel'dovich (Lima-Neto, 2014).

1.5 Superaglomerados de Galáxias

Quando a densidade de matéria domina sobre a densidade de energia escura conforme o Universo evolui, há uma desaceleração da expansão do Universo e formam-se estruturas através de instabilidades gravitacionais. No momento em que a energia escura começa a

dominar, tem início uma aceleração da expansão do Universo e a formação de estruturas decresce conforme a força gravitacional entre os elementos de matéria diminui devido à crescente separação (Dünner et al., 2006).

Neste estágio, as estruturas mais densas existentes não são afetadas pela expansão acelerada e permanecem ligadas enquanto se separam umas das outras, impedindo assim de formarem estruturas ainda maiores. Em um Universo dominado pela energia escura é proposto que essas estruturas irão evoluir como '*universos-ilha*', isoladas e com alta concentração de massa (Chiueh & He, 2002; Nagamine & Loeb, 2003; Dünner et al., 2006). Dessa forma, estas serão as maiores estruturas gravitacionalmente ligadas no Universo: os Superaglomerados de galáxias.

Os superaglomerados de galáxias são enormes estruturas da ordem de até ~ 160 Mpc formadas por grupos, aglomerados e milhares de galáxias isoladas espalhadas entre essas concentrações de densidade (Araya-Melo et al., 2009). Sabe-se que o Universo é composto por complexas estruturas: superaglomerados, filamentos, paredes (*walls*) e vazios (*voids*). Os superaglomerados aparecem ao redor de regiões pouco densas (*voids*) se encontrando nos cruzamentos entre os filamentos, que se conectam com outras estruturas. Juntas, elas formam uma grande estrutura conhecida como 'teia cósmica' (ver Figura 1.1).

Enquanto os aglomerados de galáxias são as maiores estruturas colapsadas e virializadas, os superaglomerados de galáxias, no contexto atual, ainda estão em processo de formação não tendo atingido ainda o equilíbrio. Embora cesse a formação de estruturas em larga escala, a sua evolução interna continua conforme este se contrai e colapsa até se virializar.

Dünner et al. (2006), partindo do modelo do colapso esférico para um Universo plano e com constante cosmológica, encontraram equações analíticas para expressar a densidade de massa mínima requerida para a camada crítica ao redor de uma concentração de massa permanecer ligada até um futuro muito distante. Considerando uma concentração de massa esférica, a camada crítica é aquela que separa as regiões que continuarão se expandindo daquelas que em algum momento começarão a colapsar para o centro. Assim, essa camada crítica pode ser vista como a fronteira que delimita a concentração de massa. Eles encontraram que a densidade mínima necessária para que a camada crítica permaneça ligada deve ser 2.36 vezes a densidade crítica do Universo, valor antes encontrado numericamente por Chiueh & He (2002). Isso sugere um possível critério para os limites de superaglomerados, embora na prática, esta definição é apenas uma aproximação, dada a natureza anisotrópica do colapso e a influência dos arredores cósmicos (e.g. Zeldovich, 1970; van de Weygaert et al., 2008).

Visto que os superaglomerados são estruturas complexas (Einasto et al., 2007) e não virializadas, eles apresentam formatos diversificados como de tipos filamentar e achatados (*pancake*) (Bahcall, 1996). Em Costa-Duarte et al. (2010) temos um estudo sobre a morfologia de superaglomerados ressaltando que os superaglomerados de tipo filamen-

tar tendem a ser mais ricos, luminosos e maiores do que os tipo *pancake*, considerando plausível pensar que superaglomerados do tipo *pancake* evoluem para filamentos.

Diversos autores têm estudado a futura evolução dos superaglomerados de galáxias, como por exemplo, Chiueh & He (2002); Busha et al. (2003); Nagamine & Loeb (2003); Dünner et al. (2006, 2007); Hoffmann (2007); Araya-Melo et al. (2009).

Araya-Melo et al. (2009) analisaram a evolução de estruturas através de simulações partindo do tempo presente $a = 0$ até um futuro distante, em $a = 100$. Eles partiram do critério de densidade proposto em Dünner et al. (2006), em um Universo Λ CDM, considerando uma caixa de $500h^{-1}$ Mpc com 512^3 partículas de matéria escura. Em $a = 100$, todos os superaglomerados simulados terão evoluído para uma estrutura com multiplicidade igual a 1, isto é, apenas uma estrutura compacta com uma concentração suave de densidade. Assim, a evolução hierárquica dos superaglomerados envolve a gradual fusão de estruturas menores até a formação de uma única estrutura em seu interior em um estágio futuro da sua evolução (Figura 1.5).

Neste mesmo estudo, foram analisadas as funções de massa de superaglomerados e concluíram que estão em excelente acordo com as previsões teóricas de Press-Schechter, entre outras.

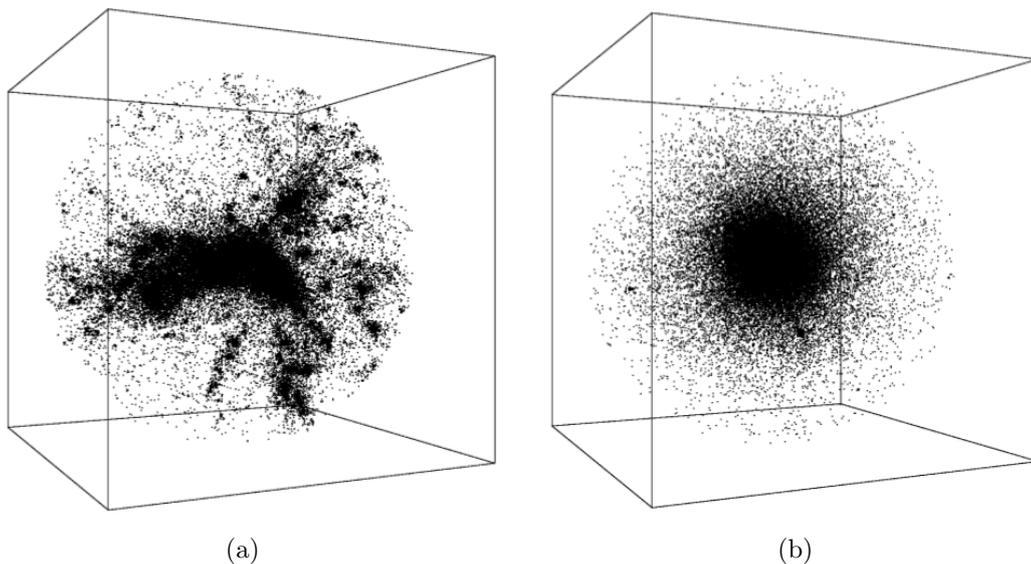


Figura 1.5: Simulação feita por Araya-Melo et al. (2009) mostrando a evolução de um superaglomerado com massa em $a = 1$ (época presente) de $M \sim 6.8 \times 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$. O superaglomerado é visto em (a) $a = 1$ com diversas subestruturas internas e em (b) $a = 100$ como uma única estrutura, resultado da evolução. Para esta simulação especificamente, o tamanho da caixa foi de $14h^{-1}$ Mpc.

Uma das grandes estruturas no nosso Universo local é o superaglomerado Shapley, que consiste de várias centenas de galáxias e vários aglomerados. Proust et al. (2006) estudando essa estrutura ($z \sim 0.04$), verificaram que as regiões centrais se encontram em fase de colapso.

Outro superaglomerado que tem sido estudado (Batiste et al., 2013) é o Corona Borealis em $z \sim 0.07$. Esse estudo verificou que a maior parte da massa desse superaglomerado se encontra fora dos aglomerados.

Através de um mapa de velocidades peculiares para uma grande extensão ao redor da Via-Láctea, Tully et al. (2014) encontram locais onde o fluxo dessas velocidades diverge e traçaram uma superfície definindo um superaglomerado que contém a nossa galáxia, que chamaram de Laniakea (Figura 1.6). Essa estrutura tem um diâmetro de ~ 160 Mpc compreendendo uma massa de $\sim 10^{17} M_{\odot}$, redefinindo o conceito de superaglomerados que, até então, eram definidos como estruturas de ~ 100 Mpc contendo $\sim 10^{16} M_{\odot}$.

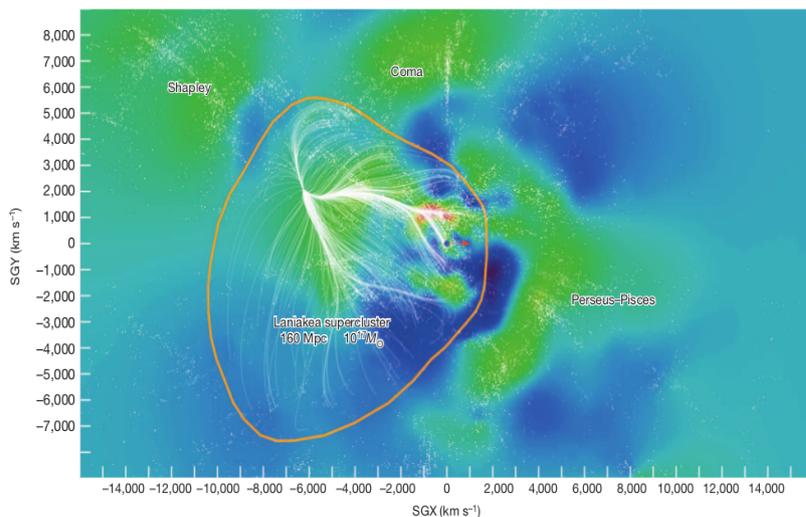


Figura 1.6: Fatia do superaglomerado Laniakea no plano equatorial supergaláctico. As cores dos contornos representam valores de densidades, com vermelho para as altas densidades, verde para as densidades intermediárias e azuis para os vazios. A Via-Láctea se encontra no centro do sistema de coordenadas. Os pontos brancos representam galáxias individuais de um catálogo de *redshifts* usado pelos autores e em branco temos o fluxo de velocidades dentro da bacia de atração do Laniakea. O contorno em laranja delimita essa corrente de fluxo, cujo domínio tem a extensão de ~ 160 Mpc e engloba $10^{17} M_{\odot}$. Extraído de Tully et al. (2014).

1.6 O Superaglomerado de galáxias SC0028-0001

Como vimos na seção anterior, vários estudos sobre o estado dinâmico de superaglomerados em baixos *redshifts* têm sido realizados. No entanto, o cenário de colapso nas regiões centrais dessas estruturas ainda não foi testado para *redshifts* intermediários.

Levando isso em consideração, houve uma motivação para estudar o superaglomerado de galáxias SC0028-0001 (daqui em diante, SC0028) que se encontra em um *redshift* intermediário. Esta estrutura foi extraída do catálogo de Basilakos (2003), estrutura número 38, onde está classificada como de tipo filamentar em $z = 0.197$. Este superaglomerado foi detectado a partir do catálogo de aglomerados *cut and enhance* (Goto et al., 2002), feito

a partir dos dados equatoriais de comissionamento do SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*) (Stoughton et al., 2002). No catálogo em Goto et al. (2002), esta estrutura possuía 3 aglomerados centrais com distâncias relativas de 4 a $10h^{-1}$ Mpc entre eles, o que pode sugerir movimentos peculiares fortes.

A análise dinâmica do superaglomerado de galáxias SC0028, que é o objeto de estudo desse trabalho, está sendo estudada por colaboradores desse projeto (O’Mill et al., 2015). Assim, essa dissertação se insere nesse contexto, a fim de confirmar a identificação de subestruturas desse superaglomerado e contribuir com a determinação da massa de suas subestruturas a partir da técnica de lentes gravitacionais fracas. Nessa seção serão descritos os procedimentos e resultados encontrados em O’Mill et al. (2015), exceto a análise por lentes fracas que será descrita no Capítulo 4.

Nesta etapa foram usadas amostras obtidas do DR10 (*Data Release 10*) do SDSS contendo medidas de *redshifts* espectroscópicos z_{spec} e fotométricos z_{phot} dentro de uma área de raio 1.2° centrada no superaglomerado. Com o intuito de identificar possíveis subestruturas de SC0028 foram consideradas primeiramente galáxias que fizessem parte dessa estrutura, visto que a amostra contém galáxias que se encontram muito além do *redshift* médio do superaglomerado, ou que possuem *redshift* muito menor que este. Essas galáxias foram selecionadas como membros do superaglomerado considerando um intervalo de $\Delta z < 0.02$ para z espectroscópicos e $\Delta z < 0.04$ para z fotométricos.

Com essas galáxias selecionadas foram construídos mapas de densidade onde inicialmente 9 picos foram identificados. Na Figura 1.7 temos os mapas de densidade para as galáxias com z_{spec} e z_{phot} e uma mapa de luz utilizando a amostra com z_{phot} onde foi feita uma suavização através de uma gaussiana bidimensional.

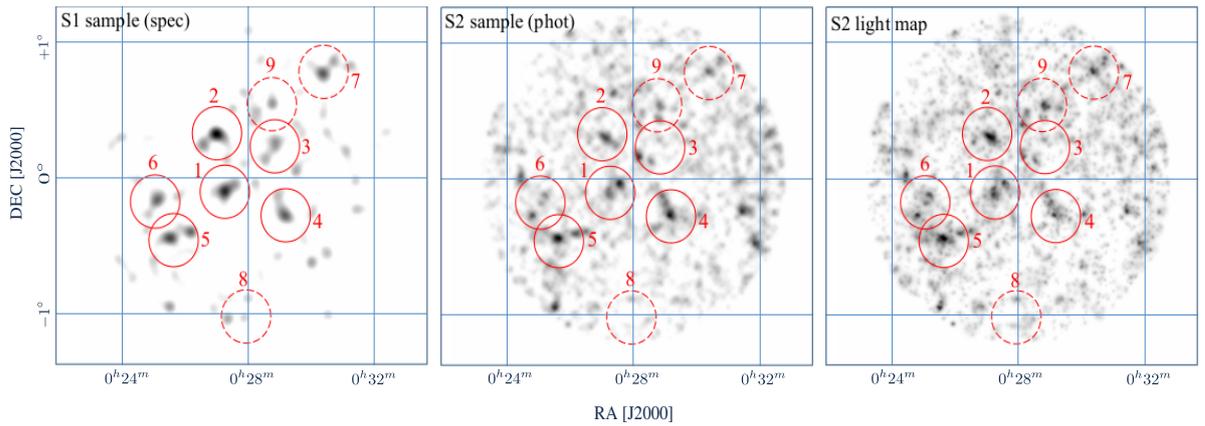


Figura 1.7: Subestruturas no superaglomerado SC0028. *painel esquerdo*: mapa de densidade superficial dos membros do superaglomerado usando as amostras com z_{spec} . *painel do meio*: mapa de densidade superficial dos membros do superaglomerado usando as amostras com z_{phot} . *painel direito*: distribuição de luz projetada usando as amostras com z_{phot} . Os círculos vermelhos corresponde a região com máxima densidade projetada e estão centrados na galáxia mais brilhante de cada região. Os círculos tracejados correspondem às regiões que foram excluídas por apresentarem baixa fração de galáxias vermelhas.

Id	α (J2000.0) [h m s]	δ (J2000.0) [$^{\circ}$ ' "]	z	fração de galáxias vermelhas [%]
1	00 28 44.28	-000547.16	0.218	78
2	00 28 59.35	+002000.64	0.222	66
3	00 27 09.43	+001413.95	0.217	55
4	00 26 48.78	-001609.73	0.226	69
5	00 30 21.65	-002705.62	0.225	61
6	00 30 56.81	-001007.15	0.225	57
SC	00 28 00.00	-00 05 00.00	0.220	81

Tabela 1.2: Subestruturas dentro do superaglomerado SC0028. As colunas representam: Identificação, ascensão reta, declinação, *redshift* médio e fração de galáxias vermelhas.

Todas as galáxias dentro de um raio de $2.5h_{70}^{-1}$ Mpc centrado na galáxia mais brilhante de cada pico foram consideradas membros dessas subestruturas (grupos ou aglomerados). As galáxias que se encontram na intersecção entre as regiões 5 e 6 foram consideradas como membros da região 5 depois de se analisar a distribuição de z_{phot} dessas galáxias.

Em seguida, foi analisada a fração de galáxias vermelhas em cada uma dessas 9 subestruturas a fim de obter uma seleção mais confiável. Esse procedimento excluiu as subestruturas de números 7, 8 e 9 na Figura 1.7 por apresentarem uma fração abaixo de 50%. Embora a região de número 3 apareça apenas no mapa do painel esquerdo da Figura 1.7, ela foi considerada como subestrutura do superaglomerado por apresentar uma fração maior que 50% de galáxias vermelhas.

A Tabela 1.2 mostra algumas características das 6 subestruturas classificadas como membros do superaglomerado SC0028, contendo ascensão reta, declinação, *redshift* médio e fração de galáxias vermelhas.

O comportamento dinâmico das subestruturas foi analisado objetivando verificar se este é consistente com o modelo do colapso esférico. Para isso foram necessárias as medidas de distâncias relativas e das velocidades peculiares que foram obtidas através do Plano Fundamental, que é uma relação empírica entre a dispersão de velocidades, o raio efetivo e o brilho superficial médio dentro do raio efetivo (Schneider, 2006).

As velocidades peculiares foram calculadas para cada subestrutura usando a diferença entre o *redshift* obtido através do Plano Fundamental z_{FP} e o *redshift* espectroscópico médio do superaglomerado. O *redshift* z_{FP} foi obtido partindo das distâncias determinadas pelo Plano Fundamental através da relação vista em Peebles (1993). Essas velocidades se encontram na Tabela 1.3, onde velocidades negativas indicam que as subestruturas estão se movendo na nossa direção.

As subestruturas que estão fisicamente mais perto de nós do que o centro do superaglomerado irão sentir a atração gravitacional em direção a ele, tendo então velocidades peculiares positivas. Para o caso oposto, em que subestruturas se encontrem além do

Id	z_{FP}	V_p [km/s]	err[%]
1	0.219	-489.810	3
2	0.217	1025.577	4
3	0.215	269.444	3
4	0.228	-611.016	3
5	0.228	-815.231	3
6	0.216	2036.244	4

Tabela 1.3: *Redshifts* e velocidades peculiares obtidas do Plano Fundamental para cada subestrutura de SC0028. A última coluna contém os erros nas distâncias usando propagação de erros e considerando o número de objetos em cada subestrutura.

superaglomerado, suas velocidades relativas serão negativas. Para verificar se realmente essas estruturas estão em processo de colapso em direção ao centro do superaglomerado, as distâncias e velocidades relativas previamente determinadas foram consideradas. Tendo a distância média de SC0028 como de $\sim 1090.50h_{70}^{-1}$ Mpc, as subestruturas 2, 3 e 6 resultaram estar na frente do superaglomerado e com velocidades peculiares positivas. As subestruturas 1, 4 e 5 se mostraram estar atrás e com velocidades peculiares negativas.

Assumindo uma distribuição normal, foram calculadas as probabilidades de cada subestrutura ter velocidade peculiar positiva e distância relativa negativa ou de ter velocidade peculiar negativa e distância relativa positiva. Isso pode ser representado como a probabilidade de cada subestrutura estar em um dos dois quadrantes no espaço $D_r \times v_p$. As probabilidades encontradas para cada uma dessas regiões, numeradas de 1 a 6 foram: 57.6%, 51.7%, 55.1%, 89.1%, 85.8% e 56.4%, obtendo uma probabilidade total combinada de 94.7% que pode ser interpretado como uma evidência moderada da detecção do colapso dessas estruturas em direção ao centro.

O espaço de fase $D_r \times v_p$ para as 6 subestruturas pode ser visto na Figura 1.8a e seu correspondente tridimensional, na Figura 1.8b, onde os pontos vermelhos representam as subestruturas que estão se afastando de nós em direção ao centro do superaglomerado e em azul, aquelas que estão se aproximando de nós.

Por fim, para estimar a massa do superaglomerado usou-se o modelo do colapso esférico para um Universo em expansão. As equações para esse modelo foram resolvidas considerando como valores iniciais $z = 0.22$, e distâncias e velocidades como obtidas na Figura 1.8. Para um raio de 10 Mpc, as massas foram estimadas como sendo da ordem de 4 a $16 \times 10^{15} M_{\odot}$.

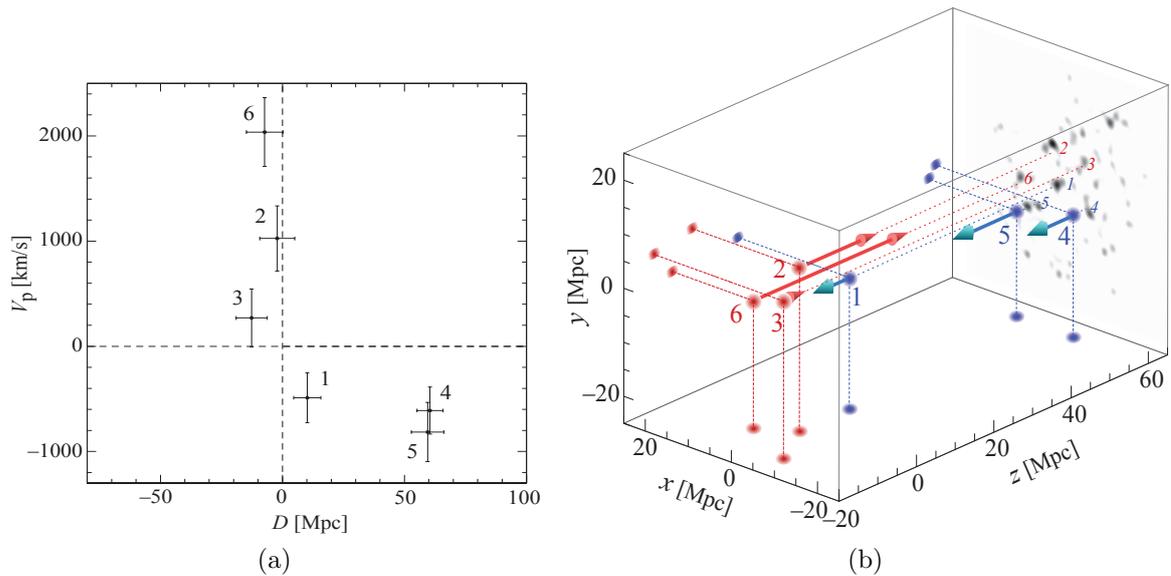


Figura 1.8: (a) Distâncias relativas ao centro do superaglomerado *versus* velocidades peculiares para as 6 subestruturas, obtidas usando o Plano Fundamental. (b) Distribuição tridimensional das subestruturas de SC0028 também mostrando os vetores de velocidades, cujos comprimentos estão em unidades arbitrárias, proporcional às velocidades derivadas através do Plano Fundamental.

1.7 Estrutura da dissertação

Esta dissertação está dividida em 5 capítulos, cujos conteúdos de cada um estão distribuídos como segue: Neste primeiro capítulo introdutório procuramos fornecer uma base para este trabalho, discorrendo de maneira sucinta sobre o Universo e a formação de estruturas. Além disso, alguns conceitos importantes relacionados à aglomerados e superaglomerados foram expostos aqui. Por fim, analisamos alguns resultados já obtidos para o superaglomerado SC0028, que é o objeto central dessa dissertação.

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. A caracterização das imagens e dados que utilizamos é descrita no capítulo 3 juntamente com a análise fotométrica. No capítulo 4 apresentamos a análise por lentes gravitacionais fracas e, por fim, as conclusões e perspectivas são discutidas no capítulo 5.

Lentes Gravitacionais

Raios de luz são defletidos quando se propagam através de um campo gravitacional gerado por uma concentração de massa. Essa deflexão pode produzir magnificação, multiplicidade e distorção de objetos astronômicos. Através desses efeitos podemos estudar propriedades das lentes (sua distribuição de massa) e das próprias galáxias que são magnificadas. Este capítulo será inteiramente dedicado à lentes gravitacionais, visto que é o alicerce sobre o qual esta dissertação está baseada. 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 através dessa técnica. As formulações que se encontram nesse capítulo tiveram como base principal os textos de Schneider et al. (2006).

2.1 Uma breve história de lentes gravitacionais

A ideia de que um corpo massivo poderia alterar a trajetória da luz já aparece 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).

Em 1911, com a teoria da relatividade geral ainda não totalmente desenvolvida, Albert Einstein encontrou o mesmo valor. Após sua formulação final em 1915, o valor correto foi estimado em duas vezes o encontrado anteriormente. Para o Sol, Einstein encontrou que a deflexão seria (Einstein, 1916)

$$\alpha_{\odot} = \frac{4GM_{\odot}}{c^2R_{\odot}} = 1.74 \text{ arcsec} \quad (2.1)$$

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. Isso confirmaria ou derrubaria a Teoria da Relatividade Geral. 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, desviaria os raios de luz vindos dessas estrelas. Esse cenário seria de difícil observação devido à grande luminosidade do Sol em comparação com as estrelas, tal que esse experimento só seria possível 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 ¹ 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*' ², 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 (Figura 2.1a) 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 (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* (Figura 2.1b), enquanto imagens menos distorcidas foram denominadas *arclets*. A origem desses arcos gerou muitas especulações em torno de sua natureza, mas foi Paczyński (1987), quem considerou que esses arcos eram manifestações de lente gravitacional em galáxias localizadas atrás do aglomerado

¹O termo lente foi usado pela primeira no contexto de deflexão da luz por Lodge (1919).

²Na época em que o artigo foi escrito as galáxias eram chamadas de Nebulae.

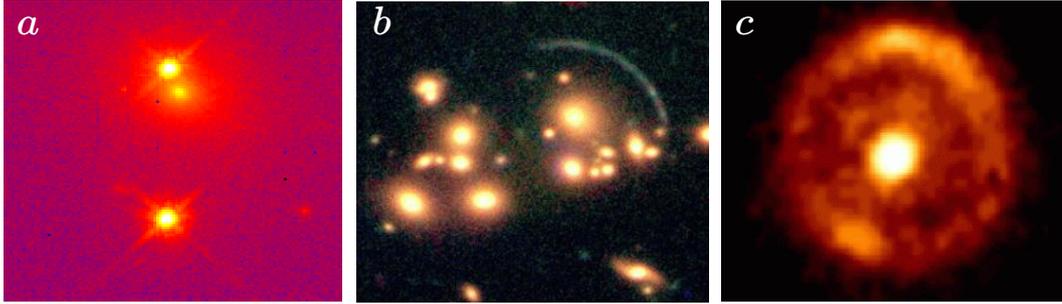


Figura 2.1: (a) Imagem dupla do quasar Q0957+561 ($z = 1.41$) ao redor de uma galáxia em $z = 0.36$. (Crédito: Nasa) (b) Arco gigante ($z = 2.24$) ao redor da galáxia Cl 2244-02. (Crédito: ESO) (c) A imagem em infravermelho do Hubble mostra o sistema B1938+666 onde vemos claramente a estrutura em forma de anel.(Crédito: HST/NICMOS)

(Narasimha et al., 1998). Na Figura 2.2 podemos ver uma bela imagem mostrando os arcos gravitacionais ao redor do aglomerado de galáxias Abell 2218.

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. A Figura 2.1c mostra a estrutura circular desse sistema conhecido como B1938+666.

Pequenas distorções de galáxias de fundo em regiões mais afastadas da lente já tinham sido propostas no final da década de 70, quando Tyson e sua equipe tentaram medir as posições e orientações de galáxias azuis fracas recém descobertas, que eram suspeitas de estarem a grande distância (Tyson et al., 1984). 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).

2.2 Teoria básica de lentes

2.2.1 Equação da lente

Como esquematizado na Figura 2.3, uma concentração de massa a uma distância D_d deflete os raios de luz vindos de uma fonte a uma distância D_s . Considerando a aproximação de lentes finas, ou seja, a extensão da massa defletora (ou lente) é muito menor que as distâncias defletor-fonte (D_{ds}) e observador-defletor (D_d), os raios de luz que são curvados levemente nas vizinhanças do defletor podem ser substituídos por duas linhas retas com

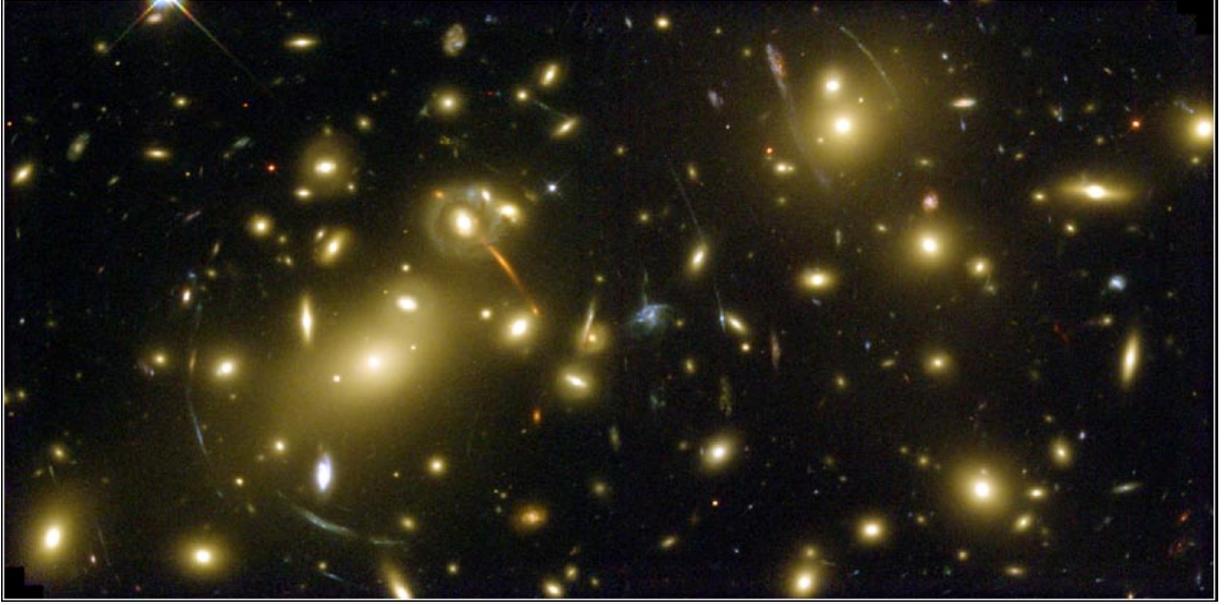


Figura 2.2: Imagem do HST do aglomerado de galáxias A2218 com arcos gravitacionais gigantes e arclets. (Crédito: NASA)

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 do defletor M e do parâmetro de impacto ξ . A expressão para o ângulo $\hat{\alpha}$, válida apenas para fontes pontuais é descrita como

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{c^2\xi}. \quad (2.2)$$

Como estamos relacionando as posições das imagens e da fonte por uma consideração geométrica, utilizamos a distância de diâmetro angular definida pela Equação 1.9 para encontrar D_d e D_s . Como dito na seção 1.1, para distâncias cosmológicas $D_{ds} \neq D_s - D_d$, por isso, para a distância entre lente e fonte D_{ds} usamos a Equação para distância de diâmetro angular entre dois redshifts (Equação 1.11), 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.

O vetor η 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 β . A posição angular θ diz respeito à posição da imagem. É importante salientar que β e θ 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

$$\beta = \frac{\eta}{D_s} \quad (2.3)$$

e

$$\theta = \frac{\xi}{D_d}, \quad (2.4)$$

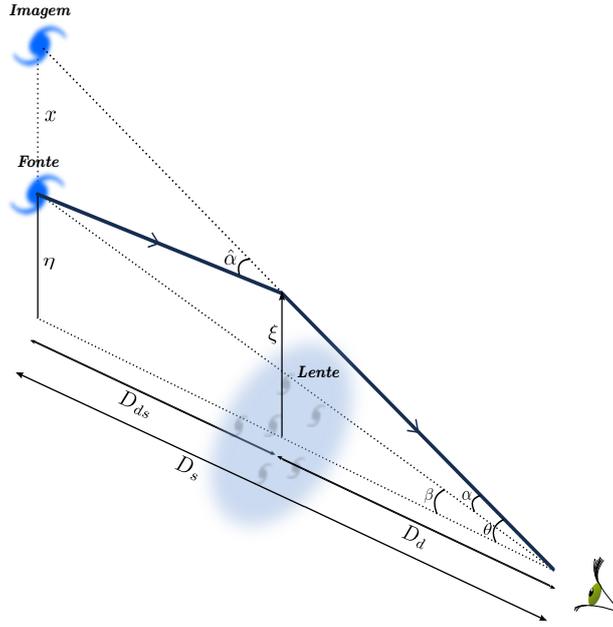


Figura 2.3: Geometria de um sistema de lentes gravitacionais, onde D_d é a distância à lente ou defletor, D_s é a distância à fonte e D_{ds} é a distância entre a lente e a fonte. Um raio de luz vindo de uma fonte em β distante é defletido devido á concentração de massa (lente). Devido a esse desvio, descrito pelo ângulo $\hat{\alpha}$, observamos a imagem em uma posição aparente θ

em que θ também pode ser escrito como

$$\tan(\theta) \approx \theta = \frac{\eta + x}{D_s} \quad (2.5)$$

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

$$\tan(\hat{\alpha}) \approx \hat{\alpha} = \frac{x}{D_{ds}} \quad (2.6)$$

e

$$x = D_{ds}\hat{\alpha}(\xi). \quad (2.7)$$

Substituindo x na Equação 2.5 e dividindo por D_s encontramos

$$\eta = \theta D_s - D_{ds}\hat{\alpha}(\xi) \quad (2.8)$$

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

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

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

que relaciona a posição real β de um objeto e a sua posição observada no céu θ .

O termo $\frac{D_{ds}}{D_s}\hat{\alpha}(\xi)$ é o chamado ângulo de deflexão reduzido $\alpha(\theta)$. Da Equação 2.4 temos que $\xi = D_d\theta$ e podemos reescrever o ângulo de deflexão reduzido como

$$\alpha(\theta) = \frac{D_{ds}}{D_s}\hat{\alpha}(\xi) = \frac{D_{ds}}{D_s} \frac{4GM}{c^2 D_d \theta}. \quad (2.11)$$

A Equação de lentes se torna então

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

Se a Equação 2.10 tem múltiplas soluções, múltiplas imagens são formadas (Figura 2.4). 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 θ_E

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

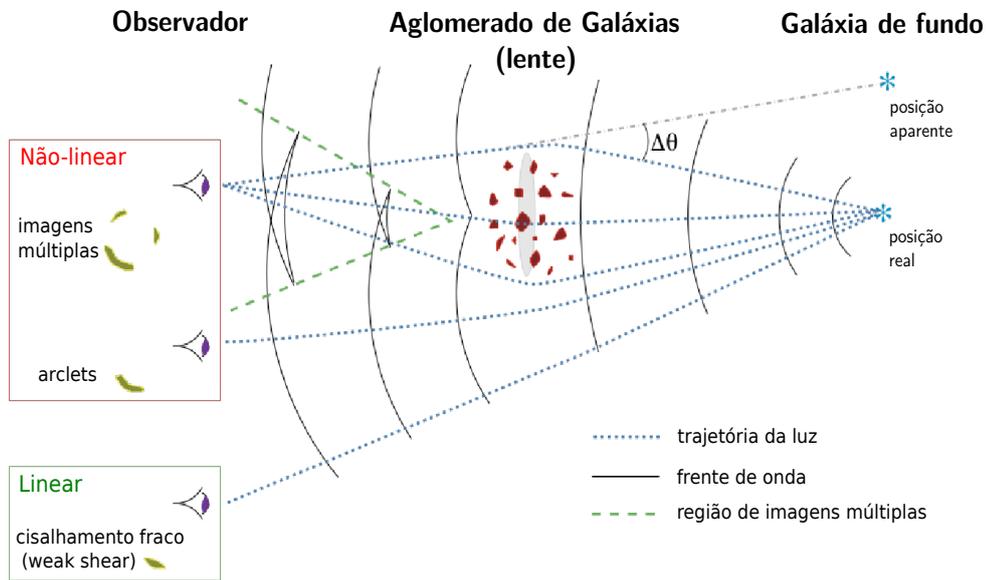


Figura 2.4: Geometria de um sistema de lentes gravitacionais onde, dependendo do alinhamento entre observador, lente e fonte, temos manifestações diferentes das imagens que observamos. Em regiões mais densas (mais próximas da lente) observamos imagens múltiplas e arcos. Em regiões menos densas (mais distantes da lente) temos pequenas distorções. (Crédito: Kneib & Ellis (1996)).

2.2.2 Ângulo de deflexão

Como vimos, a Equação 2.2 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 (ξ'_1, ξ'_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 (ξ_1, ξ_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

$$\hat{\alpha}(\xi) = \frac{4GM}{c^2} \frac{\xi - \xi'}{|\xi - \xi'|} = \frac{4G}{c^2} \sum dm(\xi'_1, \xi'_2, r'_3) \frac{\xi - \xi'}{|\xi - \xi'|^2}, \quad (2.14)$$

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 $\hat{\xi}$ (Figura 2.5).

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

$$\Sigma(\xi') = \frac{dm}{d^2\xi'} \quad (2.15)$$

e

$$\rho(\xi', r'_3) = \frac{dm}{dV}, \quad (2.16)$$

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

$$dm = \rho(\xi', r'_3) d^2\xi' dr'_3. \quad (2.17)$$

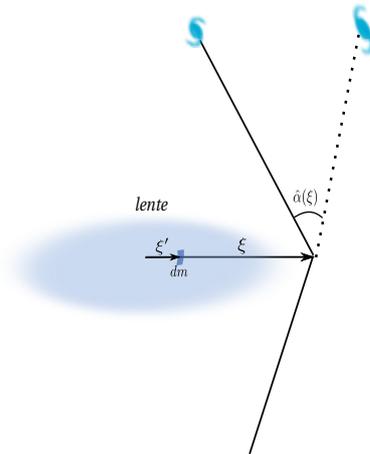


Figura 2.5: Um elemento de massa dm da lente na posição ξ' causa uma deflexão $\hat{\alpha}(\xi)$ em um raio de luz que passa próximo à lente na posição ξ

Utilizando a relação 2.15 em 2.17, definimos a densidade superficial de massa da lente

gravitacional, projetada no plano perpendicular à trajetória do raio de luz, como

$$\Sigma(\xi) = \int \rho(\xi, r_3) dr_3. \quad (2.18)$$

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

$$\hat{\alpha}(\xi) = \frac{4G}{c^2} \int \Sigma(\xi') \frac{\xi - \xi'}{|\xi - \xi'|^2} d^2\xi'. \quad (2.19)$$

Ou em função de θ

$$\alpha(\theta) = \frac{4G}{c^2} \frac{D_{ds}D_d}{D_s} \int \Sigma(D_d\theta') \frac{\theta - \theta'}{|\theta - \theta'|^2} d^2\theta'. \quad (2.20)$$

2.2.3 Densidade crítica e eficiência da lente gravitacional

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 2.11 em função dessa densidade como

$$\alpha(\theta) = \frac{4\pi G}{c^2} \frac{D_{ds}D_d}{D_s} \Sigma\theta = \frac{\Sigma}{\Sigma_{cr}}\theta, \quad (2.21)$$

definindo assim a densidade crítica

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

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

$$\Sigma_{cr} = \frac{M}{\pi R_E^2}, \quad (2.23)$$

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 2.6a 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 $z_d \leq 0.2$, Σ_{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 Σ_{cr} . A razão $D_d D_{ds}/D_s$ pode ser usada como teste cosmológico se plotada juntamente com *redshifts* das fontes.

Como é visto na Figura 2.6b para duas cosmologias diferentes (Λ CDM e Einstein-de Sitter) temos diferentes amplitudes para a eficiência. De acordo com Spinelli (2011), este teste é válido quando a massa da lente e os *redshifts* das fontes são precisamente conhecidos.

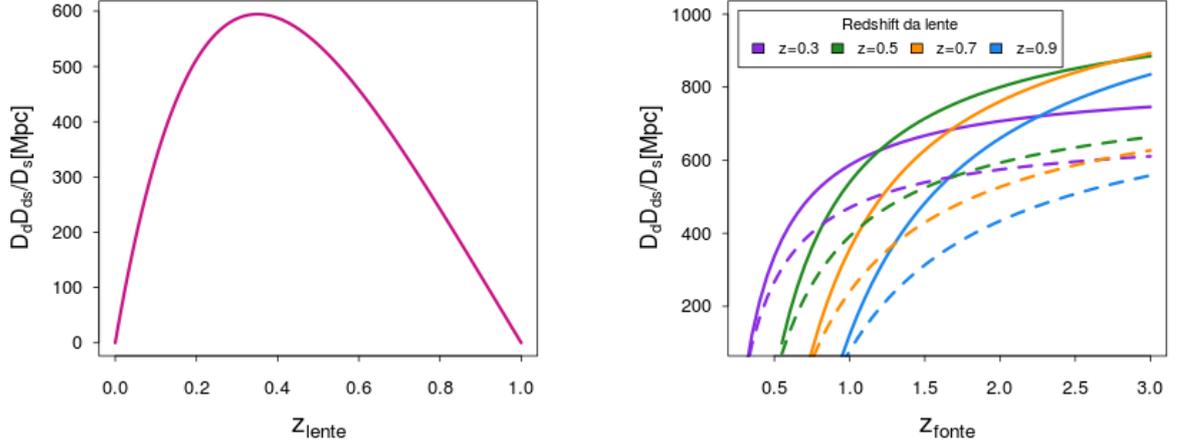


Figura 2.6: *Painel esquerdo:* Eficiência como função do redshift da lente para fontes fixas em $z = 1$ e considerando $\Omega_m = 0.3$ e $\Omega_\Lambda = 0.7$. *Painel direito:* Eficiência como função do redshift das fontes para diversos valores de redshift da lente. As linhas sólidas representam um Universo que segue o modelo Λ CDM e as linhas tracejadas Einstein-de Sitter.

É conveniente definir uma densidade superficial de massa adimensional

$$\kappa(\theta) = \frac{\sum(D_d \theta)}{\sum_{cr}}. \quad (2.24)$$

Essa densidade superficial de massa κ é chamada de convergência e seu valor define os regimes de lentes fracas e fortes. Se a Equação 2.10 tem mais de uma solução, múltiplas imagens são formadas. Isso ocorre quando $\sum \geq \sum_{cr}$ ou $\kappa \geq 1$ e temos o regime de lentes fortes. Quando $\sum \ll \sum_{cr}$ ou $\kappa \ll 1$ temos o regime de lentes fracas.

2.2.4 Potencial da lente

Introduzimos o potencial da lente ψ como uma projeção do potencial tridimensional newtoniano $\Phi = \Phi(\xi, r_3)$ ao longo do eixo óptico no plano da lente, visto que a deflexão de um raio de luz num potencial gravitacional é um efeito local quando comparado com a extensão do sistema de lentes (Schirmer, 2004).

O potencial da lente é escrito de tal forma que seu gradiente resulte no ângulo de deflexão reduzido $\alpha(\theta)$, pois ambos dependem da distribuição de massa da lente gravitacional.

$$\nabla_{\theta}\psi = \alpha \quad (2.25)$$

Reescrevendo a Equação 2.20 considerando a definição de κ e Σ_{cr} temos

$$\alpha(\theta) = \frac{1}{\pi} \int \kappa(\theta') \frac{\theta - \theta'}{|\theta - \theta'|^2} d^2\theta', \quad (2.26)$$

e para satisfazer a Equação 2.25 o potencial se torna

$$\psi(\theta) = \frac{1}{\pi} \int \kappa(\theta') \ln |\theta - \theta'| d^2\theta', \quad (2.27)$$

onde usamos a relação $\nabla \ln |\theta| = \theta/|\theta|^2$, válida para qualquer vetor bidimensional θ .

Usando a identidade $\nabla^2 \ln |\theta| = 2\pi\delta_D(\theta)$, onde δ_D é o delta de Dirac, podemos relacionar o potencial bidimensional da lente ψ com κ através da Equação de Poisson

$$\nabla_{\theta}^2\psi = 2\kappa. \quad (2.28)$$

2.2.5 Magnificação e Distorção

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 do mapeamento da lente (Equação 2.10)

$$A(\theta) = \frac{\partial\beta}{\partial\theta} \quad (2.29)$$

Assim, uma fonte no plano β com coordenadas (β_1, β_2) será vista no plano θ da imagem com coordenadas (θ_1, θ_2) através de uma transformação pela matriz jacobiana

$$\begin{pmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \end{pmatrix} = A(\theta) \begin{pmatrix} \theta_1 \\ \theta_2 \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

Na prática, o que observamos 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. Na Figura 2.7 temos a situação inversa: conhecendo o formato da fonte e aplicando a matriz inversa de A obtemos a imagem após sofrer a deformação.

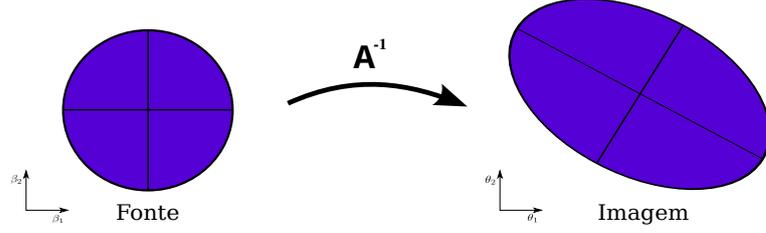


Figura 2.7: Uma fonte circular sofre uma deformação devido ao cisalhamento γ e à convergência κ através da inversa da matriz jacobiana A .

Levando em conta a relação 2.25, podemos reescrever a Equação de lentes na forma $\beta = \theta - \nabla_{\theta}\psi$ e a matriz jacobiana como

$$A(\theta) = \frac{\partial\beta}{\partial\theta} = \delta_{ij} - \frac{\partial^2\psi}{\partial\theta_i\partial\theta_j}, \quad (2.31)$$

onde δ_{ij} é o delta de Kronecker e

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta_i\partial\theta_j} = \psi_{ij} \quad (2.32)$$

é a matriz hessiana do potencial da lente. Dessa forma

$$A(\theta) = \delta_{ij} - \psi_{ij} \quad (2.33)$$

ou, na forma matricial

$$A(\theta) = \begin{pmatrix} 1 - \psi_{11} & -\psi_{12} \\ -\psi_{21} & 1 - \psi_{22} \end{pmatrix}. \quad (2.34)$$

A matriz A pode ser reescrita introduzindo, juntamente com κ , outra combinação linear de ψ_{ij} chamada de *shear* γ ou cisalhamento que é definida como

$$\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2 = |\gamma| \exp^{2i\phi} \quad (2.35)$$

em que os componentes do *shear* γ_1 e γ_2 podem ser escritos em função do potencial

$$\gamma_1 = \frac{1}{2}(\psi_{11} - \psi_{22}) \quad (2.36)$$

e

$$\gamma_2 = \psi_{12} = \psi_{21}. \quad (2.37)$$

Da expressão $\nabla^2\psi = \psi_{11} + \psi_{22} = 2\kappa$ e utilizando a Equação 2.36 podemos encontrar

$$\psi_{11} = \gamma_1 + \kappa \quad (2.38)$$

e

$$\psi_{22} = \kappa - \gamma_1. \quad (2.39)$$

Com as quantidades ψ_{11} , ψ_{12} , ψ_{21} e ψ_{22} definidas podemos reescrever a matriz jacobiana 2.34 como

$$A(\theta) = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

ou

$$A(\theta) = (1 - \kappa) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - |\gamma| \begin{pmatrix} \cos 2\phi & \sin 2\phi \\ \sin 2\phi & -\cos 2\phi \end{pmatrix}. \quad (2.41)$$

É importante notar que γ não é um vetor e sim um tensor de segunda ordem que está relacionado com uma deformação anisotrópica da imagem da fonte. A convergência κ é responsável por uma expansão ou contração isotrópica das imagens observadas no plano da lente. O fator 2 que acompanha as funções trigonométricas é devido à invariância no formato de uma elipse quando rotacionada em 180° . A Figura 2.8 exemplifica como κ e γ alteram a imagem que observamos de uma fonte distante.

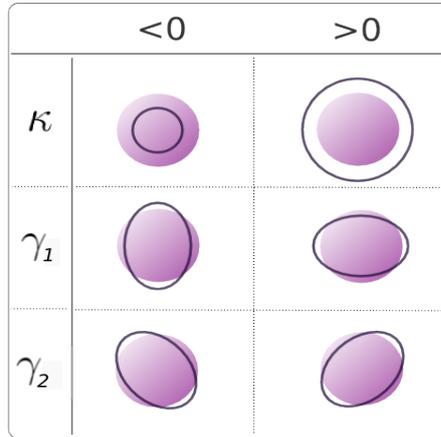


Figura 2.8: Esquema representativo da deformação de objetos devido ao cisalhamento e à convergência. Círculos roxos representam a fonte e as circunferências em preto o tipo de deformação causada pela lente.

Na prática o que observamos é o *shear* reduzido g . A menos que tenhamos uma medida do tamanho intrínseco ou magnificação de uma galáxia não podemos medir γ mas somente g .

$$g = \frac{\gamma}{1 - \kappa} \quad (2.42)$$

com A escrita como

$$A = (1 - \kappa) \begin{pmatrix} 1 - g_1 & -g_2 \\ -g_2 & 1 + g_1 \end{pmatrix}. \quad (2.43)$$

O *shear* reduzido introduz uma distorção no formato da imagem, onde $|\gamma|$ descreve a força da distorção e ϕ 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 (Figura 2.9).

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 .

$$\mu = \frac{1}{\det A} = \frac{1}{(1 - \kappa)^2 - |\gamma|^2} \quad (2.44)$$

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).

2.2.6 Regimes

Como mencionado, se a equação de lentes possuir mais de uma solução e se $\Sigma > \Sigma_{cr}$ or $\kappa \leq 1$, múltiplas imagens podem ser formadas. Isso acontece em regiões mais densas e próximas ao raio de Einstein e é conhecido como regime de lentes fortes (*strong lensing*). Esse efeito é forte o suficiente para produzir múltiplas imagens, arcos ou estruturas em forma de anel. Na Figura 2.10 temos um exemplo de lente gravitacional forte mostrando uma imagem múltipla recém descoberta (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 $z = 0.54$.

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 fracas (*weak lensing*) ocorre em regiões menos densas e por isso é mais comum que as 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 (*microlensing*), que é devido a objetos de massas estelares. Esse fenômeno é análogo ao regime forte,

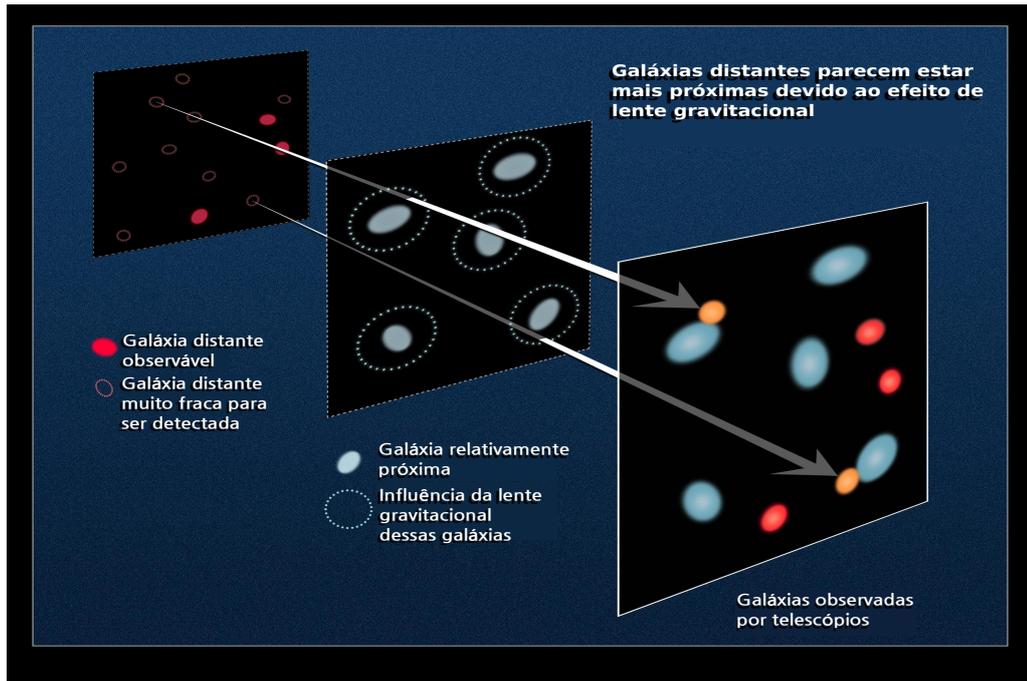


Figura 2.9: Galáxias distantes e muito fracas para serem detectadas sofrem uma magnificação ao passar por uma concentração de massa, tornando possível observá-las. (Crédito:NASA/ESA).

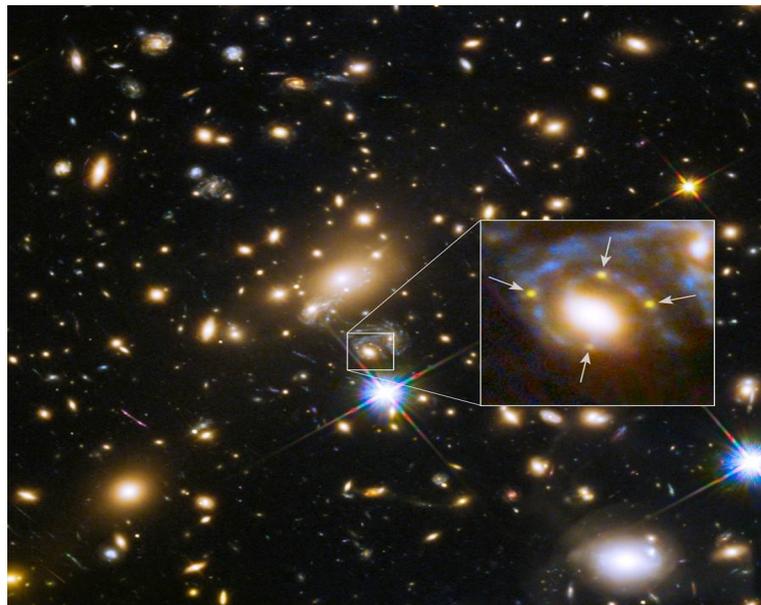


Figura 2.10: Imagem obtida pelo *Hubble Space Telescope* (HST) que combina observações no visível e em infravermelho próximo. Os quatro pontos marcados com flechas mostram múltiplas imagens da Supernova Refsdal, localizada a 9.3 bilhões de anos-luz da Terra. Essas imagens estão ao redor de uma galáxia elíptica do aglomerado MACS J1149.2+2223 em $z = 0.54$. (Crédito: NASA/ ESA).

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 diferentes (Spinelli, 2011). Microlentes podem ser usadas para encontrar planetas extrasolares.

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 alteração³ das elipticidades de galáxias distantes que sofreram uma pequena magnificação e distorção na presença de uma concentração de massa.

No regime de lentes fracas $\kappa \ll 1$, pois $\Sigma \ll \Sigma_{cr}$, e de acordo com 2.42 o *shear* reduzido g é aproximadamente igual ao γ

$$g \approx \gamma. \quad (2.45)$$

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

$$Q_{ij} = \frac{\int I(\theta) q_I[I(\theta)] (\theta_i - \bar{\theta}_i) (\theta_j - \bar{\theta}_j) d^2\theta}{\int I(\theta) q_I[I(\theta)] d^2\theta}, \quad (2.46)$$

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

$$\bar{\theta} = \frac{\int I(\theta) q_I[I(\theta)] \theta}{\int I(\theta) q_I[I(\theta)] d^2\theta}. \quad (2.47)$$

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

$$e = \frac{Q_{11} - Q_{22} + 2iQ_{12}}{Q_{11} + Q_{22} + 2(Q_{11}Q_{22} - Q_{12}^2)^{1/2}}. \quad (2.48)$$

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

$$Q_{ij}^{(s)} = \frac{\int I^{(s)}(\theta) q_I[I^{(s)}(\beta)] (\beta_i - \bar{\beta}_i) (\beta_j - \bar{\beta}_j) d^2\beta}{\int I^{(s)}(\theta) q_I[I^{(s)}(\beta)] d^2\beta}, \quad (2.49)$$

que se relaciona com Q_{ij} de acordo com

$$Q^{(s)} = AQA^T. \quad (2.50)$$

Define-se a elipticidade intrínseca da fonte $e^{(s)}$ em analogia à 2.48

³Nesse regime a matriz jacobiana se aproxima da unidade.

$$e^{(s)} = \begin{cases} \frac{e-g}{1-g^*e} & \text{se } |g| \leq 1 \\ \frac{1-ge^*}{e^*-g^*} & \text{se } |g| > 1 \end{cases} \quad (2.51)$$

A transformação inversa é obtida trocando e por $e^{(s)}$ e g por $-g$. Detalhes dessas transformações podem 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. Consequentemente, quando fazemos uma média sobre todas as elipticidades intrínsecas das galáxias, o valor esperado é zero,

$$\langle e^{(s)} \rangle = 0. \quad (2.52)$$

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 ⁴, 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

$$\langle e \rangle = \langle e^{(s)} \rangle + g. \quad (2.53)$$

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

$$E(e) \approx \langle g \rangle \approx \langle \gamma \rangle, \quad (2.54)$$

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

Definimos o cisalhamento (ou elipticidade, seguindo 2.54) de acordo com o sistema 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

⁴A elipticidade induzida pela lente tem valor em torno de 0.1, enquanto a elipticidade intrínseca, 0.3.

e_x que está num plano a 45° com relação ao primeiro (Figura 2.11). No entanto, uma distribuição de massa apenas pode induzir elipticidades tangenciais ($e_t > 0$), resultando em valores nulos para e_x , geralmente usado para quantificar os ruídos. O alinhamento radial ($e_t < 0$) ocorre para o caso de uma subdensidade de massa.

$$e_t = -e_1 \cos(2\phi) - e_2 \sin(2\phi) \quad (2.55)$$

e

$$e_x = e_1 \sin(2\phi) - e_2 \cos(2\phi). \quad (2.56)$$

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

$$\phi = \arctan\left(\frac{\Delta y}{\Delta x}\right). \quad (2.57)$$

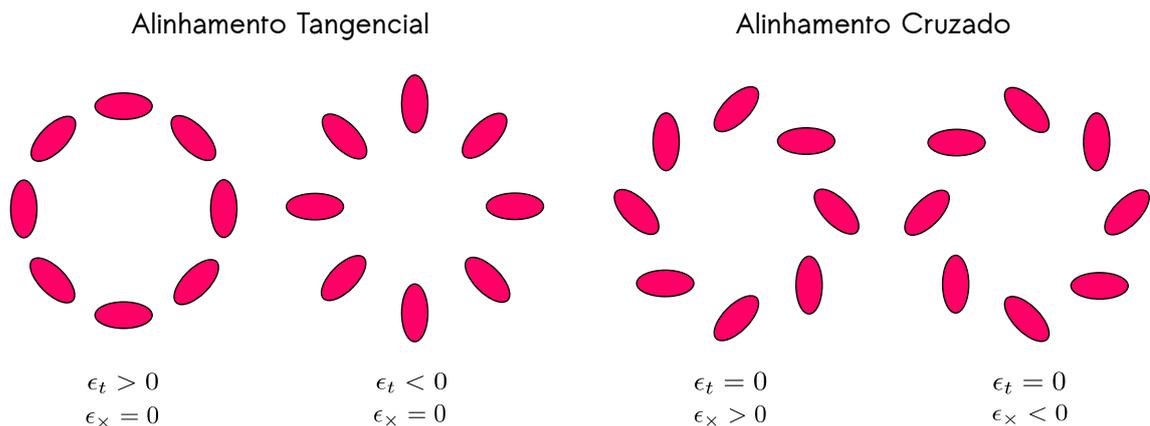


Figura 2.11: Alinhamento tangencial e cruzado de galáxias ao redor de uma concentração de massa. Uma distribuição de massa apenas pode induzir elipticidades tangenciais $e_t > 0$ (sobredensidade) e radial $e_t < 0$ (subdensidade).

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

A técnica de lentes gravitacionais fracas permite a 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* γ com κ inserindo a expressão do potencial da lente (Equação 2.27) em 2.35.

$$\gamma(\theta) = \frac{1}{\pi} \int \kappa(\theta') D(\theta - \theta') \quad (2.58)$$

Assim, o *shear* γ é uma convolução de κ com o *kernel* D que é expresso como

$$D(\theta) = \frac{-\theta_1^2 + \theta_2^2 - 2i\theta_1\theta_2}{\theta^4}. \quad (2.59)$$

A inversão dessa Equação foi feita por Kaiser e Squires

$$\kappa(\theta) = \frac{1}{\pi} \Re \left[\int \gamma(\theta') D^*(\theta - \theta') \right] + \kappa_0 \quad (2.60)$$

onde D^* é o complexo conjugado de D . Dessa forma, κ pode ser extraído do *shear* a uma constante aditiva κ_0 .

2.5 Degenerescência de lâmina de massa

A determinação de massas de aglomerados através de medidas do cisalhamento pode ser incerta devido à chamada degenerescência de lâmina de massa. É como se fosse adicionada uma lâmina de massa, representada por λ , de densidade constante no plano da lente.

O cisalhamento observável g é invariante sob as transformações

$$\kappa_0 \rightarrow \lambda\kappa + 1 - \lambda, \quad \gamma_0 \rightarrow \lambda\gamma \quad (2.61)$$

de modo que

$$g_0 = \frac{\lambda\gamma}{1 - (\lambda\kappa + 1 - \lambda)} = \frac{\gamma}{1 - \kappa} = g \quad (2.62)$$

Isso significa que a razão entre os eixos das imagens elípticas de uma fonte não é afetada por essa transformação. Essa transformação é equivalente a fazer $A_0 \rightarrow \lambda A$

$$\begin{aligned} \lambda A &= \lambda(1 - \kappa) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \lambda|\gamma| \begin{pmatrix} \cos 2\phi & \sin 2\phi \\ \sin 2\phi & -\cos 2\phi \end{pmatrix} \\ &= (1 - \kappa_0) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - |\gamma_0| \begin{pmatrix} \cos 2\phi & \sin 2\phi \\ \sin 2\phi & -\cos 2\phi \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.63)$$

Assim, essa degenerescência pode ser quebrada se usarmos, juntamente com a distorção, os efeitos de magnificação (e.g. Umetsu (2010)), pois μ (Equação 2.44) não é invariante sob as transformações 2.61. Isso pode ser checado multiplicando cada termo da matriz A por λ e em seguida calcular o determinante de A obtendo

$$\mu_0 \rightarrow \frac{\mu}{\lambda^2}. \quad (2.64)$$

2.6 Estatística de massa de abertura

A estatística de massa de abertura M_{ap} , sugerida por Schneider (1996) para quantificar os efeitos de lentes fracas, é usada para detectar halos de matéria escura. É definida como uma integral sobre a convergência κ dentro de uma abertura circular de raio angular θ_0 , ponderada por uma função filtro U .

$$M_{ap} = \int \kappa(\theta)U(\theta, \theta_0)d^2\theta, \quad (2.65)$$

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

$$\int_0^{\theta_0} \theta U(\theta, \theta_0)d\theta = 0. \quad (2.66)$$

Como κ não é diretamente observável, é conveniente escrever M_{ap} em função do *shear* γ . Isso pode ser feito substituindo κ pela Equação 2.60. Dessa forma,

$$M_{ap} = \frac{1}{\pi} \int U(\theta)d^2\theta \mathbb{R} \left[\int \gamma(\theta')D^*(\theta + \theta_0 - \theta')d^2\theta' \right] + \frac{1}{\pi} \kappa_0 \int U(\theta)d^2\theta. \quad (2.67)$$

O último termo dessa Equação pode ser escrito como

$$\frac{1}{\pi} \kappa_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} \theta U(\theta)d\theta d\phi = 2\kappa_0 \underbrace{\int_0^{\theta_0} \theta U(\theta)d\theta}_0 = 0, \quad (2.68)$$

onde o fato do filtro U ser compensado (Equação 2.66) faz com que M_{ap} não seja influenciada pela degenerescência de lâmina de massa descrita pela constante κ_0 (Schirmer, 2004).

Podemos escrever M_{ap} como função do *shear* tangencial γ_t , que no regime de lentes fraca é aproximadamente e_t . Assim (Schneider, 1996).

$$M_{ap} = \int \gamma_t(\theta, \theta_0)Q(\theta)d^2\theta. \quad (2.69)$$

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

$$Q(\theta) = \frac{2}{\theta^2} \int_0^{\theta_0} \theta' U(\theta') - U(\theta)d\theta' \quad (2.70)$$

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 que são mais fracas.

Schneider et al. (1998) propuseram filtros polinomiais da forma

$$U_{poli}(\chi) = \frac{(l+2)^2}{\pi\theta^2} (1-\chi^2)^l \left(\frac{1}{l+2} - \chi^2 \right) H(1-\chi) \quad (2.71)$$

e

$$Q_{poli}(\chi) = \frac{(1+l)(2+l)}{\pi\theta^2} \chi^2 (1-\chi^2)^l H(1-\chi), \quad (2.72)$$

onde $\chi = \theta/\theta_0$ é a distância angular projetada no céu com relação ao centro da abertura e normalizada pelo raio da abertura θ_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. Esse filtro é definido como

$$Q_{NFW}(\chi) = \left(\frac{1}{1 + \exp(a - b\chi) + \exp(-c + d\chi)} \right) \frac{\tanh\left(\frac{\chi}{x_c}\right)}{\pi\theta_0^2\left(\frac{\chi}{x_c}\right)}. \quad (2.73)$$

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 .

2.6.1 M_{ap} aplicada a imagens

Quando aplicamos a estatística M_{ap} em imagens, substituímos a integral em 2.69 por uma soma discreta dos valores da elipticidade e_t observados das galáxias consideradas dentro de uma abertura

$$M_{ap} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{N_{\theta_0}} e_{t_i}(\theta_i) Q_i(\theta_i, \theta_0), \quad (2.74)$$

onde n é a densidade de galáxias dentro da abertura de raio θ_0 , N_{θ_0} é o número de galáxias dentro da abertura, θ_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 θ_i .

A dispersão é expressa como

$$\sigma_{M_{ap}}^2 = \langle M_{ap}^2 \rangle - \langle M_{ap} \rangle^2 = \langle M_{ap}^2 \rangle, \quad (2.75)$$

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

$$\sigma_{M_{ap}}^2 = \frac{1}{n^2} \sum_{i=1}^{N_{\theta_0}} \langle e_{t_i}^2 \rangle Q_i^2(\theta_i, \theta_0), \quad (2.76)$$

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

$$\frac{S}{N} = \frac{M_{ap}}{\sigma_{M_{ap}}} = \frac{\sqrt{2} \sum_{i=1}^{N_{\theta_0}} e_{t_i}(\theta_i) Q_i(\theta_i, \theta_0)}{\sigma_{e(s)} \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{\theta_0}} Q_i^2(\theta_i, \theta_0)}}. \quad (2.77)$$

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).

2.7 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.

2.7.1 Perfil NFW

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

$$\rho(r) = \frac{\delta_c \rho_c}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}, \quad (2.78)$$

onde ρ_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 (2.78) ao longo da linha de visada temos

$$\Sigma(R) = 2 \int_0^\infty \rho(R, r_3) dr_3, \quad (2.79)$$

onde $R = D_d \sqrt{\theta_1^2 + \theta_2^2}$ é o raio projetado com relação ao centro da lente (Figura 2.12). Pode-se escrever a dependência radial da densidade de massa superficial de uma lente como (Wright & Brainerd, 2000)

$$\Sigma_{NFW}(x) = \begin{cases} \frac{2r_s \delta_c \rho_c}{x^2 - 1} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{1-x^2}} \tanh^{-1} \sqrt{\frac{1-x}{1+x}} \right] & \text{se } x < 1 \\ \frac{2r_s \delta_c \rho_c}{3} & \text{se } x = 1 \\ \frac{2r_s \delta_c \rho_c}{x^2 - 1} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{x^2 - 1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{x-1}{1+x}} \right] & \text{se } x > 1 \end{cases} \quad (2.80)$$

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

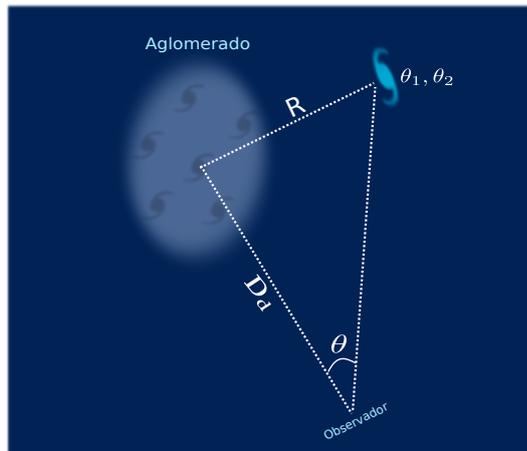


Figura 2.12: Esquema representando a distância R entre galáxias na posição (θ_1, θ_2) e o centro do aglomerado.

Dessa forma, podemos definir a convergência κ e o *shear* γ em função de Σ_{NFW}

$$\kappa_{NFW} = \frac{\Sigma_{NFW}}{\Sigma_{cr}} \quad (2.81)$$

$$\gamma_{NFW}(x) = \frac{\bar{\Sigma}_{NFW}(x) - \Sigma_{NFW}(x)}{\Sigma_{cr}} \quad (2.82)$$

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

$$\bar{\Sigma}_{NFW}(x) = \begin{cases} \frac{4}{x^2} r_s \delta_c \rho_c \left[\frac{2}{\sqrt{1-x^2}} \tanh^{-1} \sqrt{\frac{1-x}{1+x}} + \ln\left(\frac{x}{2}\right) \right] & \text{se } x < 1 \\ 4r_s \delta_c \rho_c \left[1 + \ln\left(\frac{1}{2}\right) \right] & \text{se } x = 1 \\ \frac{4}{x^2} r_s \delta_c \rho_c \left[\frac{2}{\sqrt{x^2-1}} \tanh^{-1} \sqrt{\frac{x-1}{1+x}} + \ln\left(\frac{x}{2}\right) \right] & \text{se } x > 1 \end{cases} \quad (2.83)$$

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

$$M_{200} = \frac{4\pi}{3} 200 \rho_c r_{200}^3, \quad (2.84)$$

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

2.7.2 Densitometria de massa de abertura

Podemos estimar a massa de aglomerados diretamente das medidas do *shear* das galáxias de fundo através da técnica de densitometria de massa de abertura (Fahlman et al., 1994). A massa dentro de uma abertura de raio angular θ_{in} pode ser obtida em termos da componente tangencial do *shear* através da chamada *estatística- ζ* que mede a densidade superficial média dentro de um círculo de raio θ_{in} menos a densidade superficial média dentro de um anel entre os raios θ_{in} e θ_{out} .

$$\begin{aligned} \zeta(\theta_{in}, \theta_{out}) &= \langle \kappa(\theta' < \theta_{in}) \rangle - \langle \kappa(\theta_{in} < \theta' < \theta_{out}) \rangle \\ &= \frac{2}{1 - (\theta_{in}/\theta_{out})^2} \int_{\theta_{in}}^{\theta_{out}} \langle \gamma_t(\theta') \rangle d \ln \theta' \end{aligned} \quad (2.85)$$

onde $\langle \gamma_t(\theta') \rangle$ é o *shear* tangencial médio dentro do anel.

Como $\kappa(\theta_{in} < \theta' < \theta_{out}) \ll \kappa(\theta' < \theta_{in})$, temos que $\zeta(\theta_{in}, \theta_{out}) \approx \kappa(\theta' < \theta_{in})$. Lembrando da definição de κ (2.24) podemos escrever

$$\zeta(\theta_{in}, \theta_{out}) = \frac{\Sigma(< \theta_{in})}{\Sigma_{cr}} = \frac{M(< \theta_{in})}{\pi D_d \theta^2} \frac{1}{\Sigma_{cr}}, \quad (2.86)$$

obtendo assim a massa $M(< \theta_{in})$ dentro de uma abertura circular centrada em uma concentração de massa

$$M_{\zeta}(< \theta_{in}) = \Sigma_{cr} \pi (D_d \theta)^2 \zeta(\theta_{in}). \quad (2.87)$$

Na prática, quando aplicamos a densitometria de massa de abertura em imagens, usamos o estimador proposto em Gavazzi et al. (2004)

$$\zeta(\theta_{in}, \theta_{out}) = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\theta'}} w_i e_{t_i} \left(\frac{\theta_{out}}{\theta_i}\right)^2}{\sum_{i=1}^{N_{\theta'}} w_i}, \quad (2.88)$$

onde $N_{\theta'}$ é o número de galáxias dentro do anel de raios θ_{in} e θ_{out} , θ_i é a distância angular da i -ésima galáxia ao centro do aglomerado e $w = 1/\sigma_{elip}^2$ com $\sigma_{elip}^2 = \sigma_e^2 + \sigma_{e(s)}^2$, onde σ_e é a dispersão das elipticidades observadas e $\sigma_{e(s)}$ é a dispersão da elipticidade intrínseca das galáxias de fundo.

A variância de ζ é dada por

$$\sigma_{\zeta} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\theta'}} w_i^2 \sigma_e^2 \left(\frac{\theta_{out}}{\theta_i}\right)^4}{\left(\sum_{i=1}^{N_{\theta'}} w_i\right)^2}. \quad (2.89)$$

A estatística ζ é um estimador de massa de abertura circular e isso pode acarretar alguns erros para aglomerados irregulares e em processo de fusão. A escolha do raio externo θ_{out} pode também afetar a estimativa da massa de aglomerados. Por exemplo, valores pequenos para θ_{out} podem gerar muito ruído, visto que o número de galáxias com *shear* medido dentro do anel não será grande o suficiente. Por outro lado, se θ_{out} é muito grande, a estimativa da massa de um aglomerado pode ser contaminada por outros aglomerados nas vizinhanças devido ao fato de que $\langle \gamma_t \rangle$, para um sistema de lente projetado, não é produzido apenas pelo próprio aglomerado mas também pelos aglomerados vizinhos projetados e pela estrutura em larga escala (Umetsu, 2010).

Outros estimadores têm sido estudados, como por exemplo, Clowe et al. (2000).

2.8 Considerações finais

O modo tradicional de obter a densidade de galáxias e as principais propriedades de aglomerados de galáxias é usando quantidades observáveis diretas, como luminosidade, temperatura do gás intra-aglomerado e a velocidade de dispersão na linha de visada dos membros do aglomerado. A desvantagem desses métodos é que eles são baseados em suposições simplificadas, tal como equilíbrio hidrostático do gás, equilíbrio do virial e simetria esférica.

Lentes gravitacionais fracas fornece uma oportunidade para medir a distribuição de

massa projetada sem fazer qualquer uma das suposições mencionadas 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.

Neste capítulo serão apresentadas algumas características da observação do superaglomerado SC0028, com uma breve discussão sobre as etapas de correção das imagens e os procedimentos para a determinação dos limites de completude da amostra utilizada neste trabalho.

3.1 Telescópio CFHT

O CFHT (*Canada-France-Hawaii Telescope*), com um espelho de 3.6 metros de diâmetro, está a uma altitude de 4200 metros no cume do Mauna Kea, um vulcão adormecido na ilha do Havaí. Sua câmera imageadora é a *MegaPrime/MegaCam* que consiste de 36 CCDs de 2048×4612 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* $\approx 0.7''$). A tabela 3.1 mostra algumas especificações do *MegaPrime/MegaCam*. Esses detalhes, além de outros, podem ser encontrados no site do CFHT ¹.

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 ² (*Sloan Digital Sky Survey*). A tabela a seguir mostra algumas características básicas dos filtros utilizados nas observações deste trabalho, como a medida da largura média da banda e a transmissão média sobre a largura de banda. Características que também podem ser visualizadas na Figura 3.1

¹<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/MegaPrime/generalinformation.html>

²<http://www.sdss.org/>

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

Tabela 3.1: Especificações gerais do instrumento *MegaPrime/MegaCam*.

Filtro	λ central (nm)	Largura da banda (nm)	Transmissão média (%)
g	487	145	84.6
r	625	121	81.4
i	770	145	89.4

Tabela 3.2: Características dos filtros componentes da *MegaCam*. (<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/MegaPrime/specsinformation.html>).

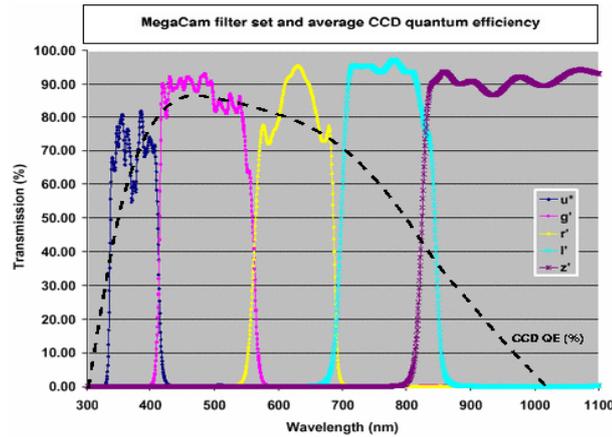


Figura 3.1: Transmissão dos filtros da MegaCam e a eficiência quântica média dos CCDs. (<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/MegaPrime/specsinformation.html>)

3.2 Características da observação

Para o estudo do superaglomerado SC0028, contamos com imagens obtidas no CFHT em 3 bandas g , r , i com exposições de 1.5, 3.3 e 2.5 horas, respectivamente e com um excelente *seeing* (Tabela 3.3). Por isso, trata-se de um excelente conjunto de dados para a análise por lentes gravitacionais fracas.

Essas imagens foram totalmente reduzidas, combinadas e calibradas e os catálogos fotométricos feitos pela equipe do Terapix (ver seção 3.3.2), que tem grande experiência no uso de dados do CFHT para lentes gravitacionais.

Algumas características sobre a observação podem ser vistas na Tabela 3.3, onde a obtenção das magnitudes de completeza é explicada na seção 3.4.1 e algumas etapas do

tratamento de dados e confecção dos catálogos fotométricos são descritas em seguida. A imagem colorida resultante da combinação dos filtros g , r e i , pode ser vista na Figura 3.2.

Banda	$t_{exp}[h]$	Seeing médio	Número de imagens	Magnitude de completiza
g	1.5	0.52''	10	24,50
r	3.3	0.45''	21	24,58
i	2.5	0.45''	12	24,30

Tabela 3.3: Detalhes da observação do superaglomerado SC0028.

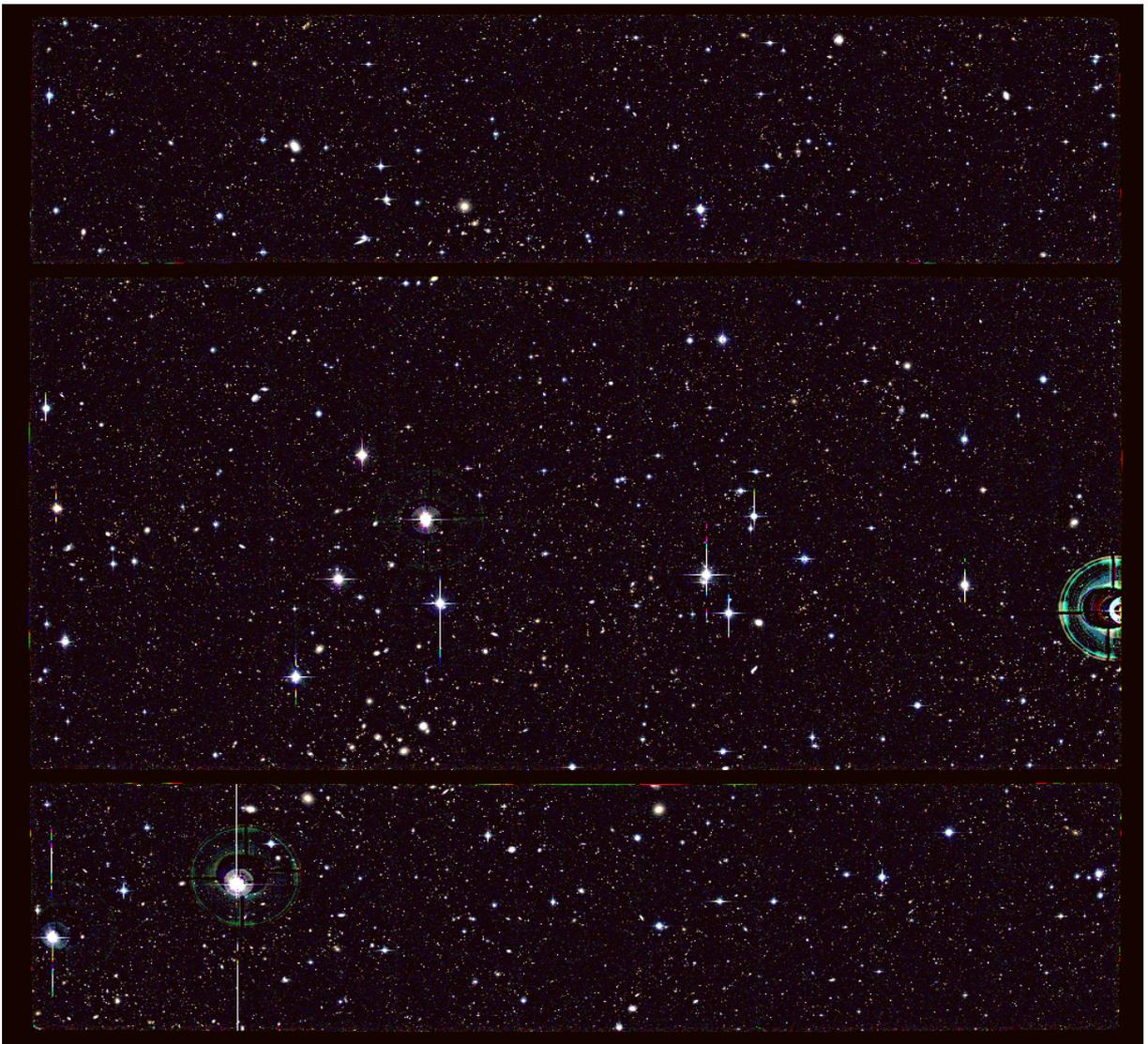


Figura 3.2: Imagem colorida resultante da combinação dos filtros g , r e i do campo do superaglomerado de galáxias SC0028-0001.

3.3 Imagens e Catálogos

3.3.1 Tratamento das imagens

Remoção dos sinais instrumentais

Uma etapa fundamental para a análise correta de observações astronômicas é o tratamento dos dados juntamente com a redução das imagens. Nessa fase, problemas relacionados com a atmosfera terrestre e problemas instrumentais são corrigidos a fim de obtermos dados livres de ruídos que poderiam prejudicar a nossa análise.

Assim os dados "crus" são processados utilizando exposições para calibração feitas todas as noites. O objetivo dessas calibrações é remover os efeitos aditivos, como o nível do pedestal eletrônico e ruído de leitura, e os efeitos multiplicativos como sensibilidade diferencial dos píxeis.

A eletrônica da câmera produz ruídos que precisam ser eliminados a fim de obter uma imagem final que represente somente os dados do objeto de interesse, estrelas e fundo de céu. Assim, se faz necessário a correção do *bias*, que utiliza exposições de tempo zero com o obturador fechado onde se espera um resultado igual a zero, o que geralmente não acontece. Como algumas câmeras não permitem exposições de comprimento zero, são tomadas várias imagens com o menor tempo de exposição possível. Essas imagens são combinadas, através de uma média ou mediana de forma a minimizar os ruídos, obtendo assim uma imagem final que é subtraída tanto da imagem do objeto quanto das imagens de *flatfields* (Warner, 2006).

Outra correção importante é a subtração de *overscan* que é necessária pois o número de contagens (sinal de saída) fica elevado devido a um pedestal que aparece durante a leitura do sinal no CCD. As regiões de *overscan* são linhas e colunas ao longo da borda da imagem que não são expostas à luz. Nesse processo, subtrai-se essa região das imagens.

Nem todos os píxeis respondem da mesma forma a uma mesma intensidade de luz incidente. Alguns são mais ou menos sensíveis que a média, possuindo assim, diferentes sensibilidades.

A fim de calibrar essa sensibilidade usa-se um processo conhecido como *flatfielding*, que remove os ganhos multiplicativos (diferenças de ganho píxel a píxel) e variações de iluminação no sensor. Nas nossas observações foram usados os *twilight-flats*, em que são feitas imagens com curta exposição durante o crepúsculo ou antes do amanhecer, quando o céu tem brilho aproximadamente uniforme. Essas imagens são usadas para calibrar a sensibilidade do píxel.

Na Figura 3.3 temos um exemplo do processo de correção de *flatfields* para uma imagem obtida com a *MegaCam*. Na imagem da esquerda podemos perceber a diferença de sensibilidade em cada um dos 36 CCDs. Após a correção, obtém-se uma imagem mais uniforme.

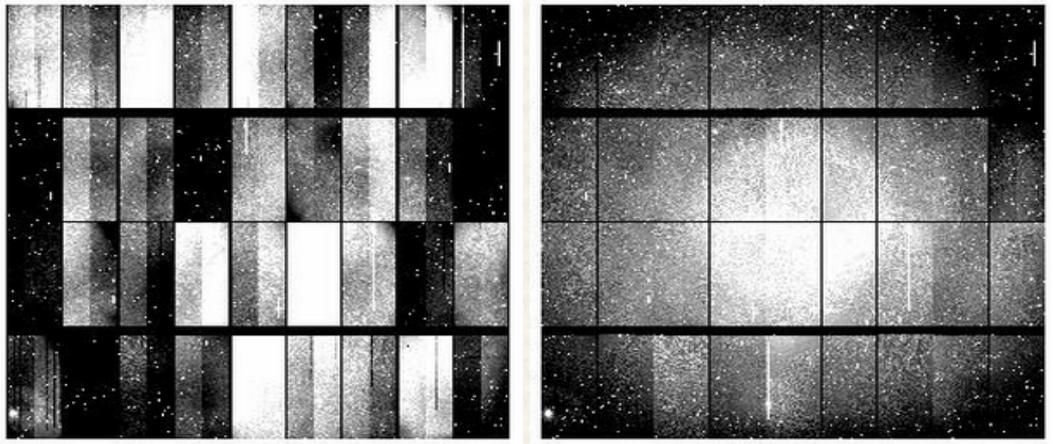


Figura 3.3: Processo de *Flatfielding*. À esquerda temos os dados brutos (sem nenhuma correção) onde nota-se a diferença de sensibilidade em cada CCD. À direita temos uma imagem mais uniforme após a correção do *flatfielding*. (Extraído de: <http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/MegaPrime/dataprocessing.html>)

Combinação das imagens

Em câmeras com vários detectores existem lacunas (*gaps*) entre os CCDs e, por isso, se utilizarmos apenas uma imagem nossa análise ficaria prejudicada devido à falta de informação nessas lacunas (Figura 3.4).

A fim de cobrir esses *gaps*, são feitas várias exposições em posições diferentes obtendo informação de todo o campo referente ao objeto de estudo. Essas exposições precisam ser combinadas e, para isso, precisa-se alinhar os objetos de acordo com sua posição no céu usando objetos de referência.

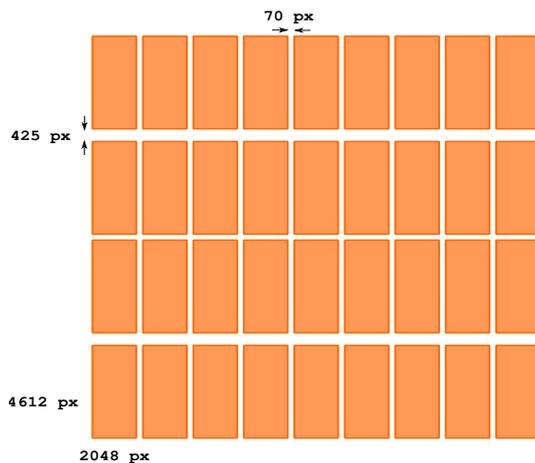


Figura 3.4: Esquema dos 36 CCDs da *MegaCam* onde cada CCD possui o tamanho de 2048×4612 píxeis. As lacunas (*gaps*) entre as linhas correspondem a 425 píxeis ($80''$) (exceto a linha central) e entre as colunas 70 píxeis ($13''$). O desenho está fora de escala.

O processo de combinação para as nossas imagens resultou em uma imagem de 20000×20000 píxeis para cada filtro e o número de imagens por banda é mostrado na Tabela 3.3.

Inserindo máscaras

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 as linhas dos CCDs (Tabela 3.1). 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.

3.3.2 Confecção dos catálogos

A produção dos catálogos fotométricos, assim como o tratamento das imagens, foram realizadas pela equipe do Terapix ³ (*Traitement Élémentaire, Réduction et Analyse des PIXels*) que é um centro de redução de dados astronômicos localizado no IAP (*Institut d'Astrophysique de Paris*).

Para algumas etapas desse processo foi utilizado o SExtractor (*Source-Extractor*) (Bertin et al., 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. Detalhes dessas etapas são encontradas no manual do SExtractor ⁴, sendo que aqui serão apenas brevemente discutidas.

A imagem obtida em observações é uma soma entre a luz vinda do objeto de estudo e um sinal de fundo de céu que é devido a diversos fatores. Esse sinal do céu tem como componentes principais o *airglow*, que é a luz emitida pelo átomos e moléculas na alta atmosfera ao se chocarem com o vento solar, a luz zodiacal que corresponde à luz solar espalhada pela poeira interplanetária que se encontra no plano da eclíptica, a luz da Lua e a luz das estrelas espalhada pela poeira interestelar. Para detectar os objetos mais fracos e medir seus fluxos com maior precisão é necessário estimar o nível de fundo de céu na imagem. A correção desse efeito, conhecido como subtração do céu, consiste em analisar uma região na imagem próxima do objeto de estudo, atribuir um valor de intensidade para cada pixel do céu e em seguida subtrair esse valor de toda a imagem, obtendo assim apenas o sinal dos objetos de interesse.

A detecção de objetos via *thresholding* é um processo de detecção, aplicado à imagem subtraída do fundo de céu, isolando grupos de píxeis conectados. Esses grupos são

³<http://terapix.iap.fr>

⁴<https://www.astromatic.net/pubsvn/software/sextractor/trunk/doc/sextractor.pdf>

formados por píxeis cujos valores excedem o limite local e que possuem 8 conexões com píxeis adjacentes (Bertin et al., 1996). Após esse método de detecção, é necessário separar objetos múltiplos que foram extraídos como uma única fonte (*deblending*).

Quando se usa baixos limites no processo de *thresholding*, falsas detecções são frequentemente feitas nas asas de objetos com perfis rasos, como galáxias elípticas. Uma solução é verificar se a detecção ocorreria ou não se não houvesse um objeto vizinho. Para isso, o SExtractor calcula a contribuição da vizinhança para o brilho superficial médio de cada objeto. Isto é então subtraído e, se o brilho superficial médio ainda ficar acima do limite de detecção, o objeto é aceito no catálogo.

Por fim, no processo de fotometria obtém-se as magnitudes dos objetos e, em seguida, é feita a separação entre galáxias e estrelas, essencial para estudos em extragaláctica.

Todas as etapas realizadas pelo *Terapix* são descritas em maiores detalhes em Bertin et al. (2002).

3.4 Análise fotométrica

3.4.1 Análise da completeza

A análise das imagens a fim de obter informações 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 (magnitude de completeza).

O limite de completeza dos dados foi estimado a partir de um histograma das magnitudes das galáxias pelo logaritmo do número de contagens (Figura 3.5), onde um crescimento do logaritmo do número de contagens com a magnitude é esperado. 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 3.5.

Dessa forma, ajustamos uma reta aos pontos antecessores ao pico e observamos a magnitude em que os pontos começam a decrescer, ou seja, onde os dados deixam de ser completos. Pelos diagramas dos resíduos (Figura 3.5 painéis à direita), que corresponde a diferença entre os dados observados e a reta ajustada, podemos identificar as magnitudes de completeza dos nossos dados para cada banda, as quais são identificadas pelas retas verticais tracejadas nos diagramas e seus valores indicados na Tabela 3.3.

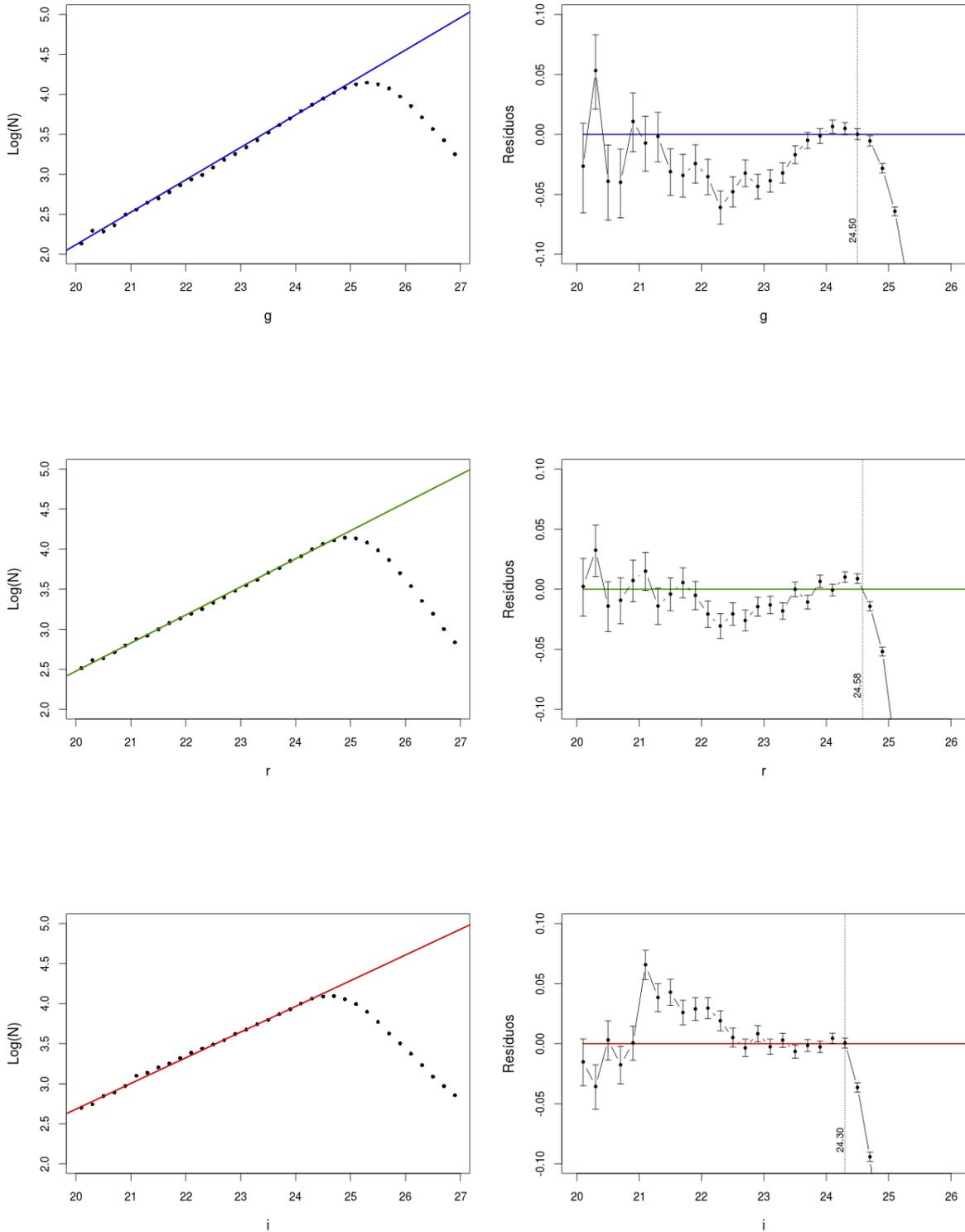


Figura 3.5: Coluna da esquerda: Histogramas do logaritmo do número de contagens de galáxias por magnitude para as três bandas (g,r,i). As retas foram ajustadas aos pontos entre 23,5 e 24,8 magnitudes para as bandas g e r e entre 22,5 e 24,4 para a banda i . As barras de erro foram omitidas pois são praticamente do tamanho dos pontos. Coluna da direita: Gráfico relacionando os dados medidos e a reta ajustada aos dados do histograma. As linhas verticais tracejadas identificam as magnitudes de completude e as linhas horizontais representam as retas ajustadas.

3.4.2 Diagrama cor-magnitude

No diagrama cor-cor $(g-r) \times (r-i)$ na Figura 3.6a, que contém galáxias do nosso catálogo para o intervalo de magnitudes $17 < r < 20$, observamos uma sobredensidade de galáxias numa região relativamente vermelha do espaço de cores, que está limitada pela elipse vermelha nesse diagrama.

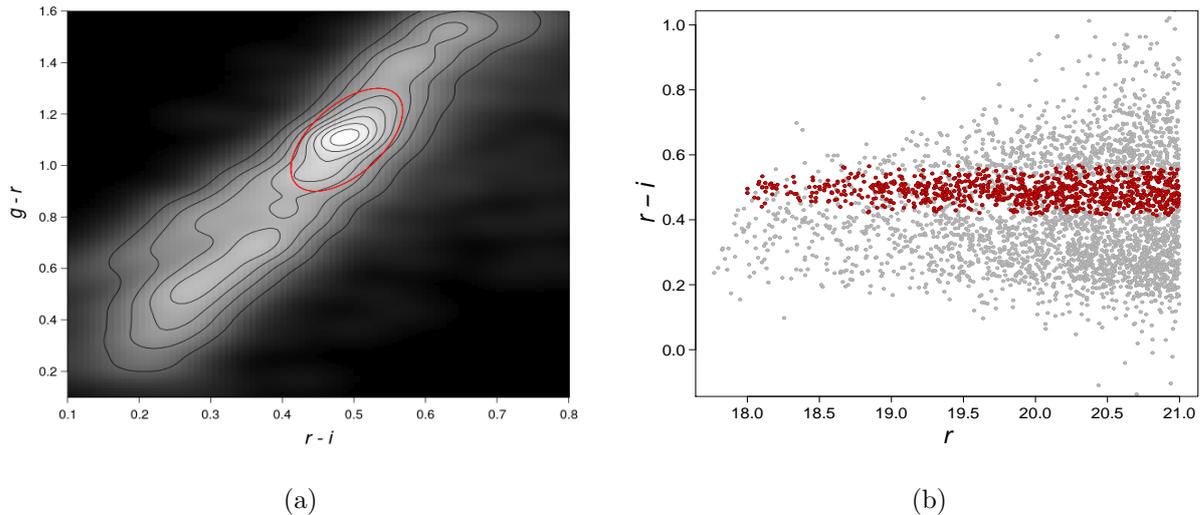


Figura 3.6: (a) Diagrama cor-cor das galáxias da amostra no intervalo de magnitudes $17 < r < 20$. A elipse vermelha compreende uma sobredensidade centrada em $r-i \sim 0,48$ e $g-r \sim 1,1$. (b) Diagrama cor-magnitude para as galáxias interiores à elipse identificando a sequência vermelha.

Através do diagrama cor *versus* magnitude das galáxias contidas nessa elipse, encontramos uma sequência aproximadamente horizontal e bem definida em $r-i \sim 0,5$. Essa sequência, constituída por galáxias *early-type*, é conhecida como *sequência vermelha* (Gladders & Yee, 2000) e indica que galáxias em um aglomerado tem aproximadamente a mesma cor. De acordo com Fukugita et al. (1995), para galáxias em $z = 0.2$, que é o *redshift* médio do superaglomerado em estudo, temos que $r-i = 0.52$ para galáxias elípticas (*E*), 0.45 para galáxias lenticulares (*S0*) e 0.46 para espirais *Sab*. Assim, pode-se concluir que as galáxias pertencentes à essa sequência vermelha no diagrama 3.6b indicam possíveis membros centrais dos aglomerados que compõem o superaglomerado.

A densidade superficial das galáxias pertencentes a essa sequência vermelha pode ser vista na Figura 3.7 evidenciando cinco estruturas principais compondo o centro do superaglomerado SC0028. Podemos comparar essas estruturas com as identificadas em O'Mill et al. (2015), Figura 1.7 numeradas de 1 a 5.

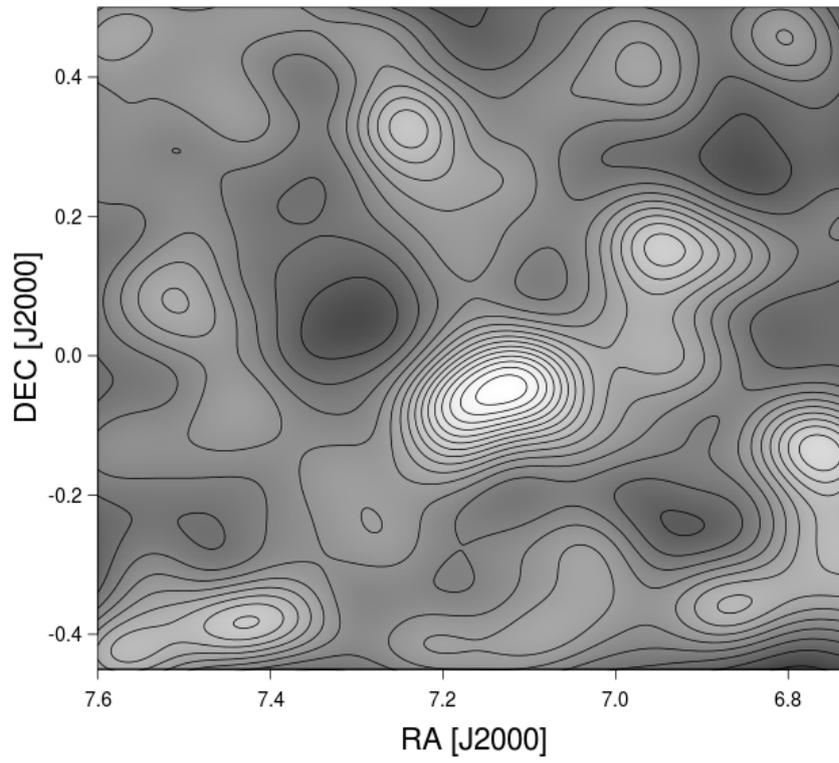


Figura 3.7: Densidade superficial de galáxias pertencentes à sequência vermelha mostrando as possíveis estruturas centrais do superaglomerado SC0028.

Análise por lentes gravitacionais fracas

Para a análise por lentes gravitacionais fracas é necessário quantificar as distorções causadas pela lente nas galáxias de fundo, ou seja, nas galáxias que se encontram atrás da lente gravitacional. Assim, o primeiro procedimento a ser feito nesta análise é separar as galáxias de fundo (*background*) das demais (galáxias do superaglomerado ou que se encontram na frente (*foreground*) deste.

A segunda etapa, fundamental para obtermos corretamente as elipticidades induzidas pela lente, é estimar e corrigir os efeitos da chamada PSF (*point spread function*). Esse efeito, que será melhor explicado ao longo do texto, é causado pela turbulência atmosférica e também pela óptica do telescópio, instrumentos e detectores.

Quando corrigimos esse efeito de todo o campo da nossa imagem, podemos estimar com confiabilidade a elipticidade das galáxias, que é uma combinação do seu formato intrínseco e do *shear* causado por uma lente gravitacional. A estimativa dessa elipticidade nos conta como a matéria (bariônica e escura) está distribuída ao longo do campo da nossa imagem e nos auxilia na identificação de possíveis subestruturas compondo uma estrutura maior, o superaglomerado. Os dados obtidos através da análise por lentes gravitacionais fracas podem ser utilizados para a determinação das massas dessas subestruturas.

Neste capítulo, elucidaremos esses procedimentos e métodos a fim de determinar a massa dessas subestruturas, adicionando assim mais uma peça ao estudo do superaglomerado SC0028.

4.1 Seleção das galáxias de fundo

A seleção das galáxias de fundo é uma etapa que merece bastante atenção, pois são essas galáxias que nos darão informações sobre a lente gravitacional, que neste caso é o

superaglomerado SC0028. O método tradicional de excluir as galáxias do tipo E e $S0$ através da sequência vermelha no diagrama cor *versus* magnitude, de modo a excluir supostas galáxias do aglomerado, não é suficiente para obter uma boa seleção para uma análise por lentes gravitacionais. De acordo com Broadhurst et al. (2005), os objetos mais azuis do aglomerado que não foram excluídos fazem com que o sinal de lentes caia rapidamente em direção ao centro do aglomerado, isto é, esses membros mais azuis contaminam a amostra em raios pequenos reduzindo o sinal da distorção.

A fim de contornar esse problema testamos dois métodos de separação de galáxias de fundo a partir de diagramas cor-cor. Estes métodos são apresentados em seguida.

O primeiro método consiste em fazer a separação das galáxias de fundo (*background*) das galáxias restantes, que são as galáxias pertencentes ao superaglomerado e as galáxias que se encontram na frente deste (*foreground*) através de um diagrama cor-cor (Medezinski et al., 2010).

Disponibilizamos de medidas de *redshifts* espectroscópicos de 326 galáxias relativamente brilhantes da nossa amostra e através de um histograma identificamos entre quais faixas de *redshift* estão as galáxias de campo e as do superaglomerado.

Pela Figura 4.1 observamos uma concentração de galáxias entre os *redshifts* 0,18 e 0,28, que engloba o z médio encontrado para o superaglomerado ($z = 0,22$). Assim, consideramos as galáxias com *redshifts* maiores que 0,28 como sendo galáxias de fundo e aquelas com *redshifts* menores que 0,28 como sendo galáxias do superaglomerado e foreground.

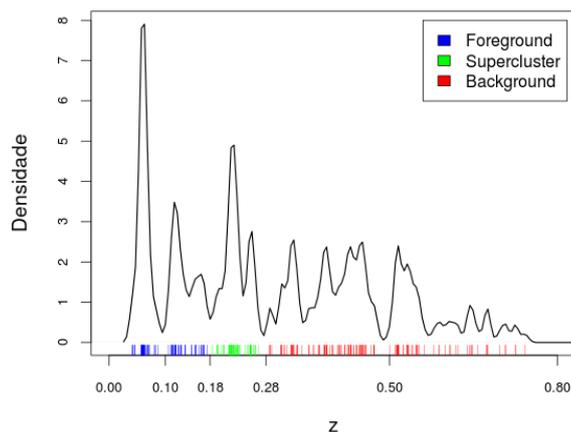


Figura 4.1: Distribuição das 326 galáxias do campo do superaglomerado SC0028 com medidas de *redshifts* espectroscópicos.

Porém, isso não basta para ter uma seleção totalmente confiável, visto que temos medidas de *redshift* apenas das galáxias relativamente brilhantes, correspondendo a menos de 1% do total de galáxias do catálogo. Por isso, também utilizamos um catálogo do

CFHTLS de um campo profundo (D , de *deep*, por simplicidade) onde todas as galáxias possuem medida de *redshift* fotométrico (Coupon et al., 2009).

Primeiramente, fizemos um diagrama cor-cor $(r - i) \times (g - r)$ das galáxias do catálogo D seguindo o mesmo critério utilizado anteriormente para separar as regiões dominadas por cada faixa de *redshift* (Figura 4.1) e dentro do intervalo de magnitude $17 < r < 24.6$. Essa separação pode ser visualizada na Figura 4.2a, onde as galáxias com $0,18 \leq z \leq 0,28$ estão em verde, as com $z < 0,18$ em azul e as galáxias com $z > 0,28$ em vermelho.

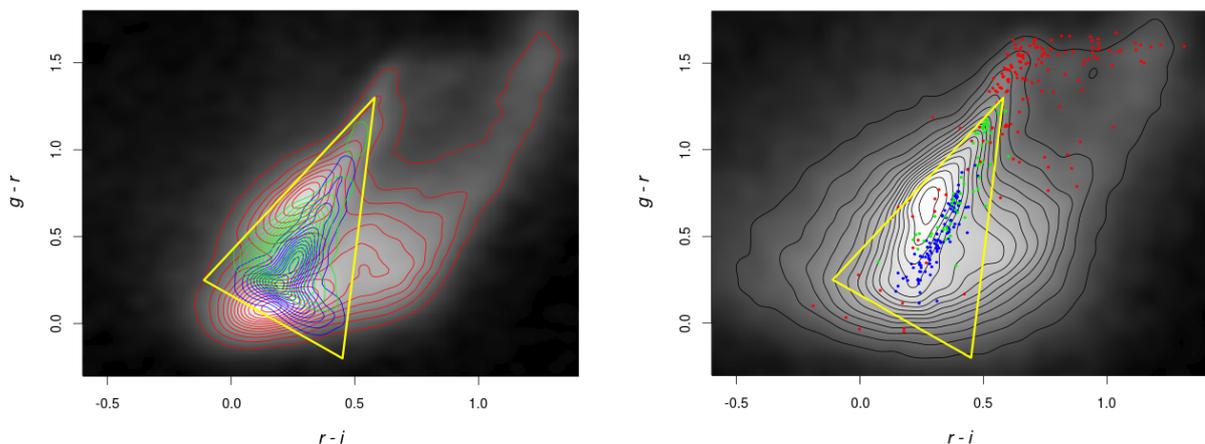


Figura 4.2: (a) Diagrama cor-cor para as galáxias do catálogo D de um campo profundo do CFHT onde galáxias com $0,18 \leq z \leq 0,28$ estão representadas em verde, as com $z < 0,18$ em azul e as galáxias com $z > 0,28$ em vermelho. O triângulo representa a região com maior concentração de galáxias de frente e do superaglomerado e, portanto, descartada. (b) Diagrama cor-cor para as galáxias do nosso campo onde verificamos que a localização das nossas galáxias coincide de maneira satisfatória com as regiões selecionadas com os dados do catálogo D .

A fim de verificar se as nossas galáxias estão distribuídas nas mesmas regiões no espaço de cores, construímos um outro diagrama cor-cor, no mesmo intervalo de magnitudes, para as galáxias do campo do superaglomerado que possuem medida de *redshift* (Figura 4.2b). Percebe-se que a localização das nossas galáxias coincide de maneira satisfatória com as regiões selecionadas com os dados do catálogo D , fornecendo assim uma boa estimativa de quais das nossas galáxias pertencem ao superaglomerado e quais pertencem ao campo.

Utilizando esse critério, precisamos selecionar apenas as galáxias de fundo, que é o que interessa para a análise por lentes fracas. Isso foi feito descartando a região com maior concentração de galáxias do superaglomerado e de frente. Esse corte foi definido por uma região triangular de vértices $(-0.11, 0.3)$, $(0.58, 1.3)$ e $(0.45, -0.16)$ mostrado nas Figuras 4.2a e 4.2b, onde a região interior ao triângulo foi descartada. Essa seleção porém não é livre de contaminação, mesmo porque se descartássemos uma região maior englobando todas as galáxias que não são de fundo, perderíamos em número total prejudicando nossa

análise. Usando o catálogo D obtivemos uma contaminação de galáxias de apenas 0,6% e uma densidade total de 19,86 galáxias/arcmin².

Alternativamente, testamos um outro método para a seleção das galáxias de fundo, discutido por Covone et al. (2014). Este método também utiliza o espaço de cores e considera que galáxias que satisfaçam as relações

$$g - r < 0,3 \text{ ou } r - i > 1.3 \text{ ou } r - i > g - r, \quad (4.1)$$

possuem *redshift* maior que 0.7.

Na Figura 4.3, temos as galáxias do catálogo D , onde os pontos pretos representam as galáxias com $z > 0.7$ e os pontos em roxo, o restante das galáxias do catálogo. O triângulo sobreposto é o mesmo utilizado na seleção do método anterior e serve de comparação.

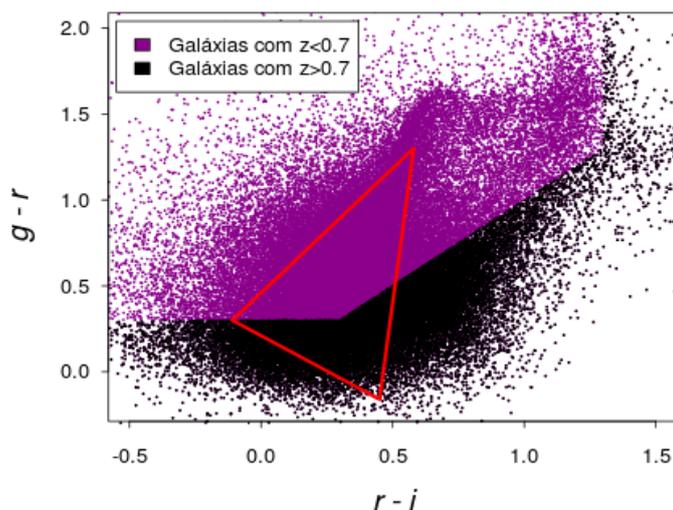


Figura 4.3: Diagrama cor-cor das galáxias do nosso catálogo considerando o segundo método de seleção de galáxias de fundo, onde o triângulo representa a região descartada no primeiro método.

De acordo com Covone et al. (2014), esse critério de seleção é eficiente em selecionar galáxias com $z > 0.7$. Porém, para a nossa amostra, obtivemos uma baixa densidade de galáxias, neste caso ~ 8 galáxias/arcmin², o que não é muito interessante para se trabalhar com lentes fracas. Sendo assim, demos preferência neste trabalho para o primeiro método de seleção citado.

4.2 Im2shape

O programa utilizado neste trabalho para quantificar a distorção das galáxias de fundo foi o IM2SHAPE (Bridle et al., 2002), que se baseia em um método Bayesiano apresentado por Kuijken (1999) cuja finalidade é recuperar a imagem original de objetos astronômicos através de uma estimativa das elipticidades observadas e da deconvolução pela PSF. Os objetos nas imagens são modelados como uma soma de gaussianas de base elíptica com semi-eixos maior e menor a e b , respectivamente, e elipticidade igual a

$$e = \frac{a - b}{a + b}. \quad (4.2)$$

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

$$I(r) = \sum_i \frac{A_i}{2\pi|C_i|} e^{-\frac{1}{2}(r-r_i)^T C_i (r-r_i)} + \mathcal{N}(I_{ceu}, \sigma_{ceu}), \quad (4.3)$$

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 σ_{ceu} . A é a amplitude da cada gaussiana e C a matriz de covariância, que é escrita em termos dos parâmetros da elipse como

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

$$C_{1,2} = C_{2,1} = \left(\frac{1}{b^2} + \frac{1}{a^2} \right) \sin(2\theta) \quad (4.5)$$

$$C_{2,2} = 2 \left(\frac{\cos^2(\theta)}{b^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{a^2} \right) \quad (4.6)$$

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 é a amplitude da gaussiana e e_1 e e_2 são as componentes da elipticidade e da gaussiana e podem ser expressas como

$$e_1 = e \cos(2\theta), \quad e_2 = e \sin(2\theta) \quad (4.7)$$

onde θ 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.

4.3 Correção pela PSF

Um dos principais problemas quando tentamos estimar o formato de objetos é o fato de que a imagem é distorcida pela PSF (*point spread function*) devido ao *seeing* atmosférico e pela óptica do telescópio. O significado físico da PSF é que ela faz 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, sofre uma convolução com a PSF $P(\theta - \vartheta)$ e a distribuição de brilho observada é

$$I_{obs}(\theta) = \int I(\vartheta) P(\theta - \vartheta) d^2\vartheta. \quad (4.8)$$

A largura da PSF é conhecida como o tamanho do disco do *seeing*. Quanto menor seu valor, menos espalhadas as imagens serão. Para o estudo por lentes fracas é recomendável um *seeing* abaixo de 1 arcsec.

Na análise por lentes gravitacionais fracas, a imagem que observamos é o resultado da soma de diversos efeitos. A Figura 4.4 (painel superior) descreve esses efeitos para uma galáxia que possui certa elipticidade intrínseca e sofre uma distorção devido à presença de uma lente gravitacional. Como mencionado anteriormente, o estudo de lentes fracas requer uma grande densidade de galáxias de fundo e, por isso, as observações precisam alcançar objetos muito fracos. 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.

Geralmente costuma-se medir o formato das estrelas para estimar os efeitos da PSF, pois, como estrelas são considerados objetos pontuais, 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 espalhadas por todo o campo a fim de descrever a PSF em cada ponto da imagem.

Nesta seção, descreveremos as etapas para a correção da PSF. Primeiramente como

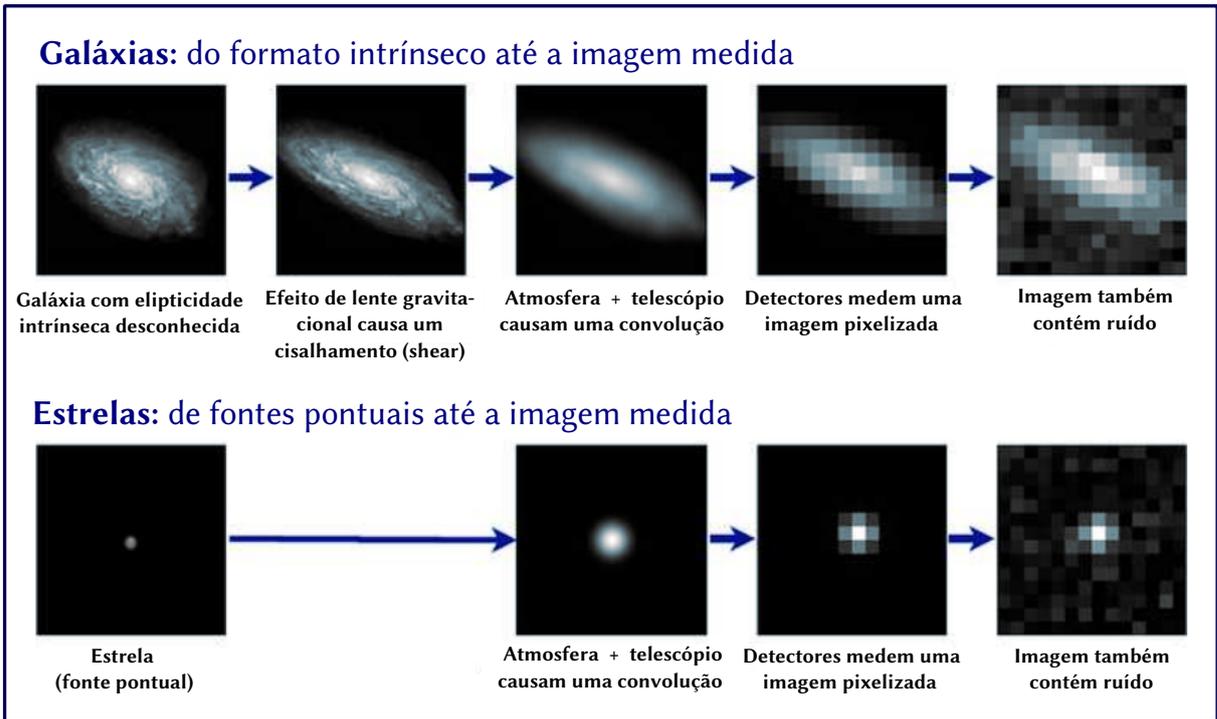


Figura 4.4: Ilustração do processo de formação de imagens. O painel superior mostra como a imagem original de uma galáxia é deformada devido ao efeito de lente gravitacional, espalhada pelos efeitos da atmosfera e óptica do telescópio, pixelizada pela câmera e adicionada de ruídos de diversas naturezas. 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. Baseado em Bridle et al. (2009).

foi feita a seleção de estrelas da nossa amostra e como estimamos o formato causado pela PSF através do programa IM2SHAPE. Em seguida, analisaremos uma função que consiga reproduzir de forma adequada a PSF a fim de corrigí-la quando analisarmos as galáxias.

4.3.1 Seleção das estrelas

Selecionamos as estrelas do nosso catálogo através de um diagrama da largura a meia altura, FWHM (*full width at half maximum*) versus magnitude em r . Obtemos o valor de FWHM através do parâmetro de saída do SEXTRACTOR FLUX_RADIUS, de modo que

$$FWHM = 2 \times FLUX_RADIUS. \quad (4.9)$$

O parâmetro FLUX_RADIUS, cuja unidade é em píxel, representa o raio contendo uma certa fração de luz e pode ser usado para obter o valor de FWHM quando consideramos um perfil gaussiano. Multiplicando pelo valor da escala do píxel (Tabela 3.1), obtemos o valor de FWHM em arcsec.

Como as estrelas possuem valor de FWHM praticamente constante, é fácil identificá-las no diagrama (Figura 4.5 pontos vermelhos). Os pontos verdes representam as estrelas

saturadas do nosso catálogo e, por isso, não utilizadas.

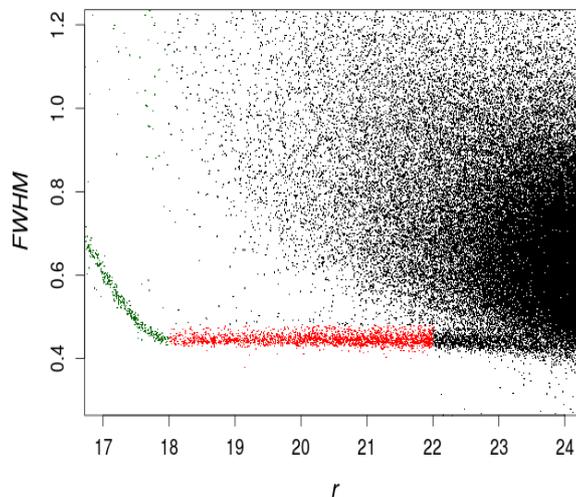


Figura 4.5: FWHM em arcsec *versus* magnitude em r mostrando em vermelho as estrelas selecionadas no intervalo $18 < r < 22$ e com $FWHM \sim 0.45$. Os pontos verdes representam as estrelas saturadas e, por isso, não selecionadas.

Ao final da seleção contamos com 2190 estrelas pertencentes ao intervalo de magnitudes $18 < r < 22$ e distribuídas em todo o campo. Como dito anteriormente, a PSF varia com a posição e por isso estrelas espalhadas no campo todo fornece uma descrição da PSF em cada ponto da imagem (Figura 4.6).

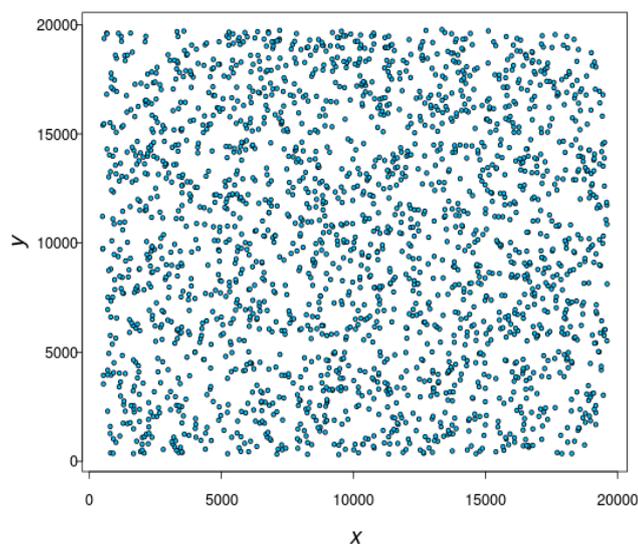


Figura 4.6: Estrelas selecionadas para a descrição da PSF cobrindo todo o campo da imagem.

4.3.2 Medida da forma das estrelas

Para as estrelas selecionadas do nosso campo, utilizamos o programa IM2SHAPE com a finalidade de estimar o formato da PSF. Como as estrelas são objetos mais simples, usamos apenas uma gaussiana e um quadrado de análise de 20 píxeis (3,72 arcsec).

Como queremos medir o formato da PSF e não corrigi-la ainda, a deconvolução foi feita com uma função δ 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.

O passo seguinte foi excluir os objetos com valores muito discrepantes dos demais e que, portanto, poderiam contaminar 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 que utilizamos na análise.

Para excluir esses objetos analisamos os valores de e e ab obtidos pelo IM2SHAPE. Para e fizemos o processo de *clipping* considerando apenas valores no intervalo $\langle e \rangle \pm 2\sigma_e$. Essa etapa foi realizada quatro vezes até obtermos uma distribuição de elipticidades livre de objetos problemáticos. Na Figura 4.7a (canto superior direito) temos o histograma das elipticidades das estrelas geradas pelo IM2SHAPE antes de qualquer corte e na Figura 4.7a (painel principal), a distribuição das elipticidades após o processo de *clipping*, que resultou em valores de $e < 0,055$. Para a parâmetro ab selecionamos os objetos compreendidos entre 3,8 e 6,1 (Figura 4.7b), que compreende a maior concentração dos dados. Após esses cortes nossa amostra resultou em 1944 estrelas distribuídas por toda a imagem (Figura 4.8).

Através dos parâmetros estimados pelo IM2SHAPE, após esses cortes, podemos construir um mapa da PSF em cada ponto da imagem. Na Figura 4.8 temos o mapa da PSF com intensidade proporcional a $e = \sqrt{e_1^2 + e_2^2}$ (representada pelo tamanho do segmento) e inclinação igual a $\theta = 0.5 \times \tan^{-1} \left(\frac{e_2}{e_1} \right)$.

4.3.3 Modelando a variação espacial da PSF

Para o processo de quantificação e correção pela PSF utilizamos um filtro gaussiano para gerar valores de elipticidades, que chamaremos de e_{1g} e e_{2g} , que se aproximem dos valores de e_1 e e_2 obtidos pelo IM2SHAPE. A escolha por esse método do filtro gaussiano partiu de testes feitos em de Souza (2013), onde este mostrou a menor variação da PSF.

Este método nada mais é do que uma média dos valores de e_1 e e_2 de todas as N estrelas do campo da imagem, onde atribuímos um peso p_i a cada uma de acordo com sua distância à estrela analisada, de modo que, para uma estrela mais distante é dado um peso menor. As elipticidades e_{1g} e e_{2g} são geradas através da seguinte equação:

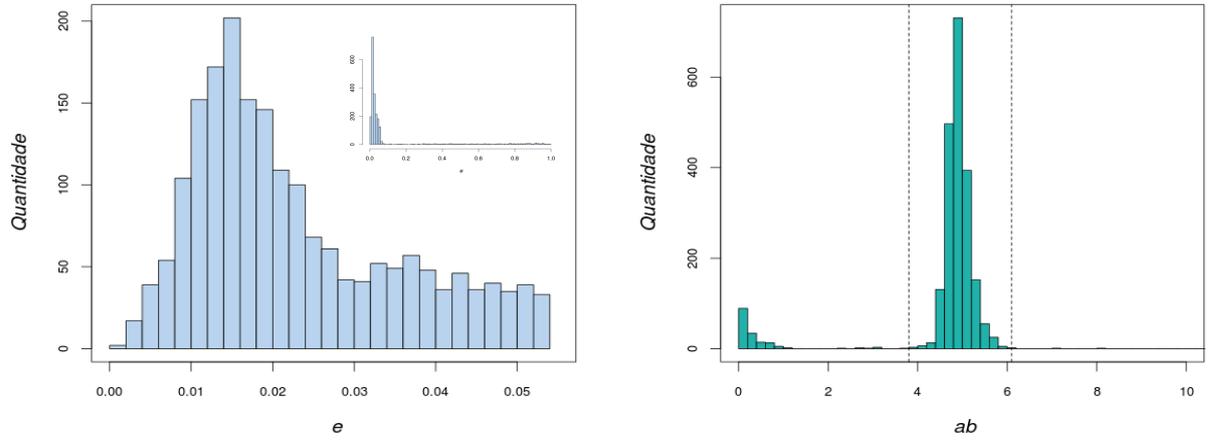


Figura 4.7: (a) No canto superior direito temos o histograma das elipticidades das estrelas estimadas pelo IM2SHAPE e no painel principal, a distribuição das elipticidades após o processo de *clipping*, que resultou em valores de $e < 0,055$. (b) Corte selecionado para a parâmetro ab onde os objetos fora do intervalo 3,8 e 6,1 foram excluídos.

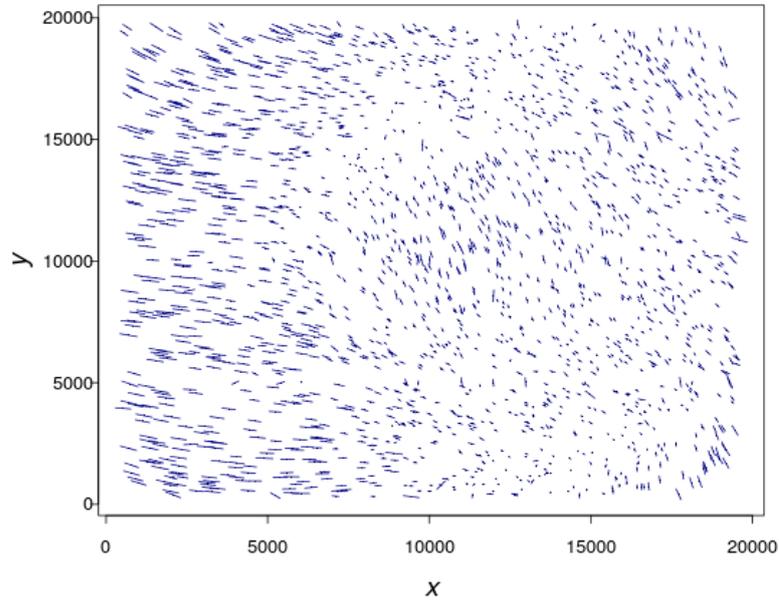


Figura 4.8: Mapa da PSF com base nos valores de e_1 e e_2 extraídos do IM2SHAPE para as estrelas após o processo de *clipping*. A intensidade (tamanho dos segmentos) em cada ponto é proporcional a $e = \sqrt{e_1^2 + e_2^2}$ e a inclinação é igual a θ .

$$e_{jgi} = \frac{\sum_i^{N-1} p_i e_{ji}}{\sum_i^{N-1} p_i} \quad (4.10)$$

onde $j \in [1, 2]$ representa as componentes da elipticidade e i representa cada uma das N estrelas.

$$p_i = e^{\frac{-d_i^2}{2\sigma^2}}, \quad (4.11)$$

com d_i sendo a distância entre as estrelas e σ uma distância característica.

Note que a soma utiliza $N - 1$ estrelas pois deve-se excluir da média a própria estrela analisada a fim de que ela não domine a média, pois teria um peso infinito. O valor de σ foi escolhido através de testes com diversos valores procurando aquele que resultasse em menores desvios para os valores de e_1 e e_2 . Assim, para um boa correção da imagem pela PSF, espera-se que

$$E[e_i - e_{ig}] \sim 0. \quad (4.12)$$

A Tabela 4.1 mostra os valores da média e desvio padrão de e_{1g} e e_{2g} gerados a partir de diversos valores de σ utilizando a Equação 4.10, onde verificamos os menores desvios para $\sigma = 600$ píxeis. Na Figura 4.9 temos os valores de e_1 e e_2 antes e depois da correção pela PSF utilizando esse método. Os pontos roxos representam as elipticidades corrigidas, ou seja, $e_i - e_{ig}$, e em lilás temos as elipticidades e_i das estrelas antes da correção pela PSF. Observa-se que as componentes da elipticidade se concentram em torno de zero (Equação 4.9) fornecendo assim um bom método para a correção pela PSF.

σ	$\langle e_1 \rangle \times 10^{-5}$	$\sigma_{e_1} \times 10^{-3}$	$\langle e_2 \rangle \times 10^{-5}$	$\sigma_{e_2} \times 10^{-3}$
100	0,21	9,734	-7,68	7,413
200	0,13	8,787	1,03	6,652
300	7,74	8,218	1,90	6,239
400	5,80	7,912	1,84	6,037
500	9,46	7,355	1,49	5,225
600	10,10	7,321	2,14	5,216
700	10,72	7,324	2,97	5,229
800	11,14	7,349	3,97	5,260

Tabela 4.1: Valores da média e desvio padrão para e_1 e e_2 calculados para diferentes valores de σ .

4.4 Medida da elipticidade das galáxias

Para medir a forma das galáxias de fundo utilizamos novamente o programa IM2SHAPE de maneira semelhante ao feito para as estrelas. O programa estima as elipticidades das galáxias de fundo que é uma combinação da elipticidade intrínseca das galáxias e o *shear* causado pela lente. Nessa etapa usamos duas gaussianas para modelar as galáxias, considerando o lado do quadrado de análise (Seção 4.2) como sendo 20 píxeis. Fazemos a

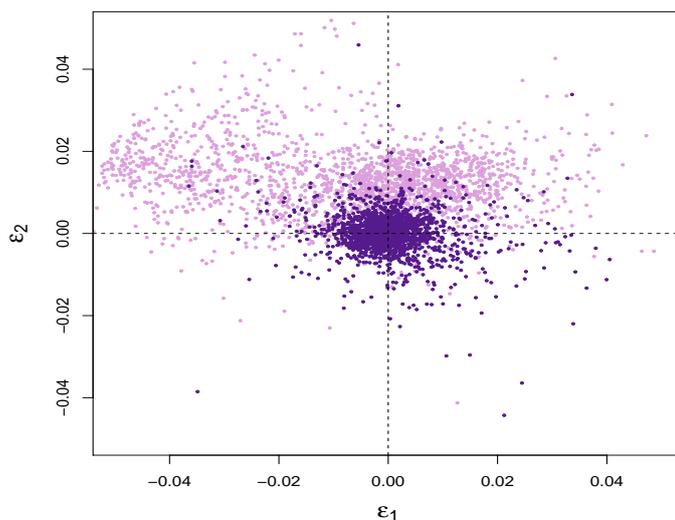


Figura 4.9: Valores das componentes da elipticidade e_1 e e_2 antes da correção pela PSF (lilás) e depois da correção (roxo), onde as componentes da elipticidade se concentram em torno de zero fornecendo um bom método para a correção pela PSF.

deconvolução pela PSF local gerada através do filtro gaussiano descrito na seção anterior a fim de corrigir esse efeito em cada galáxia.

Com os dados de saída, excluimos galáxias cujos valores de alguns parâmetros estavam muito discrepantes dos demais a fim de evitar possíveis contaminações por objetos problemáticos. Dessa forma, consideramos apenas as galáxias cuja posição dentro do quadrado de análise (de lado 20 píxeis) estava dentro de 2σ da posição central, considerando galáxias com valores desse *offset* entre 8.04 e 10.92 píxeis (Figura 4.10a). Objetos mais distantes do centro do quadrado poderiam indicar a presença de outro objeto dentro da mesma região prejudicando a estimativa da elipticidade.

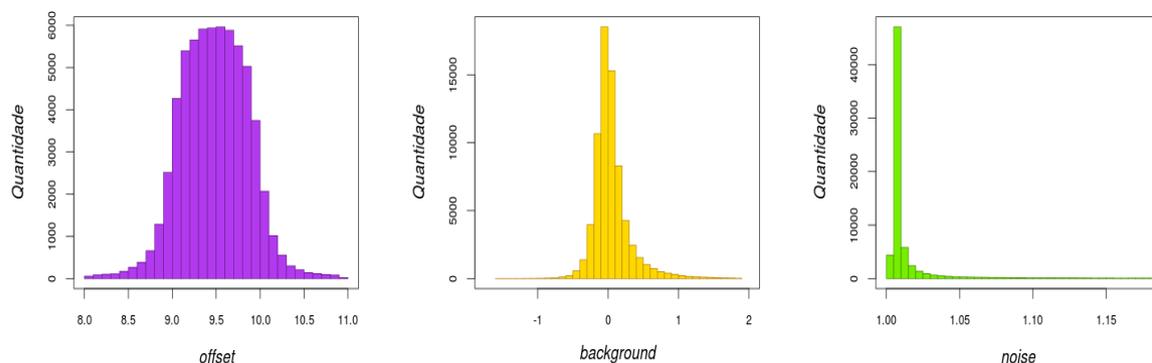


Figura 4.10: Distribuição de galáxias cujos formatos foram estimados pelo IM2SHAPE após os cortes descritos no texto para os parâmetros (a) *offset*, (b) I_{ceu} e (c) σ_{ceu} .

Excluimos também galáxias cujos valores dos parâmetros da emissão de fundo (média

e dispersão) estavam fora de 3σ e 1σ de suas médias, respectivamente, considerando assim galáxias com valores da intensidade de fundo entre -1.74 e 1.84 e dispersão menor que 1.2 . A Figura 4.10 mostra a distribuição de galáxias de acordo com cada um desses parâmetros após as exclusões mencionadas.

Por fim, contruímos um diagrama do erro médio na elipticidade $\sigma_e = \sqrt{\sigma_{e_1}^2 + \sigma_{e_2}^2}$ versus a magnitude r (Figura 4.11), onde os pontos em vermelho representam as galáxias que foram excluídas devido aos cortes realizados e em preto estão as galáxias restantes. Verificamos que os cortes foram adequados pois eliminamos galáxias muito fracas com erros muito baixos, o que não é esperado.

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. Ao fim, nossa amostra resultou em 54187 galáxias com uma densidade de $15,05$ galáxias/arcmin².

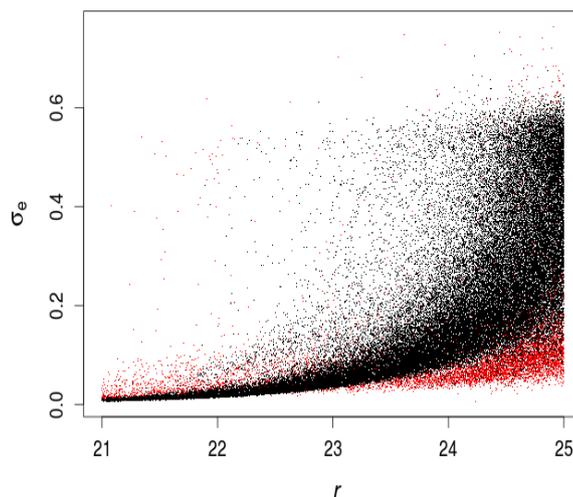


Figura 4.11: Erro médio na elipticidade e versus magnitude das galáxias de fundo após os cortes. Os pontos em vermelho representam as galáxias que foram excluídas.

4.5 Identificando subestruturas em SC0028

4.5.1 Reconstrução do mapa de massa

Através das posições das galáxias em minutos de arco, dos valores de e_1 e e_2 estimados pelo IM2SHAPE e de suas respectivas incertezas, o programa LENSENT2 (Bridle et al., 1998; Marshall et al., 2002) estima os valores de κ em cada píxel resolvendo a Equação 2.60. Ele usa o método de máxima entropia tomando cada forma das galáxias de fundo

como um estimador independente do campo de *shear* reduzido e constrói um mapa da distribuição da massa do superaglomerado.

A incerteza em e considerada pelo programa LENSENT2 é a combinação da dispersão relacionada às incertezas das medidas de e determinadas pelo IM2SHAPE ($\sigma_{e^{im}}$) e a dispersão relacionada às elipticidades intrínsecas das galáxias $\sigma_{e^{(s)}}$. Essa dispersão $\sigma_{e^{(s)}}$ foi calculada através do desvio obtido da média das componentes da elipticidade sobre todas as galáxias, onde o valor encontrado foi ~ 0.3 . Assim, o erro utilizado pelo programa é

$$\sigma_e = \sqrt{\sigma_{e^{im}}^2 + \sigma_{e^{(s)}}^2}. \quad (4.13)$$

O mapa da distribuição de massa é mostrado na Figura 4.12, onde os dados foram suavizados por uma gaussiana com largura à meia altura de 150 arcsec. Pelo mapa podemos identificar os possíveis aglomerados que compõem o superaglomerado, além de outras estruturas que podem estar na frente ou ao fundo.

Comparando com o mapa de luz obtido pelo grupo de colaboradores deste projeto (Figura 4.13), encontramos quatro dos seis aglomerados identificados por eles, onde os aglomerados estão demarcados pelas circunferências. A subestrutura identificada pelo número 3 não foi identificada nesta análise por lentes fracas e também não claramente no mapa de luz. Pela Figura 1.7 observamos que essa subestrutura foi detectada apenas através da amostra contendo medidas de *redshifts* espectroscópicos. Em O’Mill et al. (2015), essa região foi considerada como membro do superaglomerado por apresentar uma fração de galáxias vermelhas superior a 50% .

Como o campo das nossas imagens é menor do que o utilizado por eles (SDSS), não foi possível identificar os aglomerados próximos às bordas e, obviamente, fora do nosso campo.

4.5.2 Estatística de massa de abertura

Utilizamos a estatística de massa de abertura, descrita na Seção 2.6, como um método alternativo de detecção de concentrações de massa a fim de comparar com os resultados obtidos na Seção anterior e com os obtidos em O’Mill et al. (2015).

Primeiramente foi contruído um *grid* regular com 10000 pontos (100×100) cobrindo toda a imagem, onde cada ponto coincide com o centro de uma abertura circular de raio θ_0 . De acordo com Hettterscheidt et al. (2005), o raio da abertura θ_0 que maximiza a detecção de halos para o intervalo de redshifts $[0.15, 0.25]$, onde se encontra o SC0028, é de 8 arcmin, que foi o valor considerado nesta etapa.

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

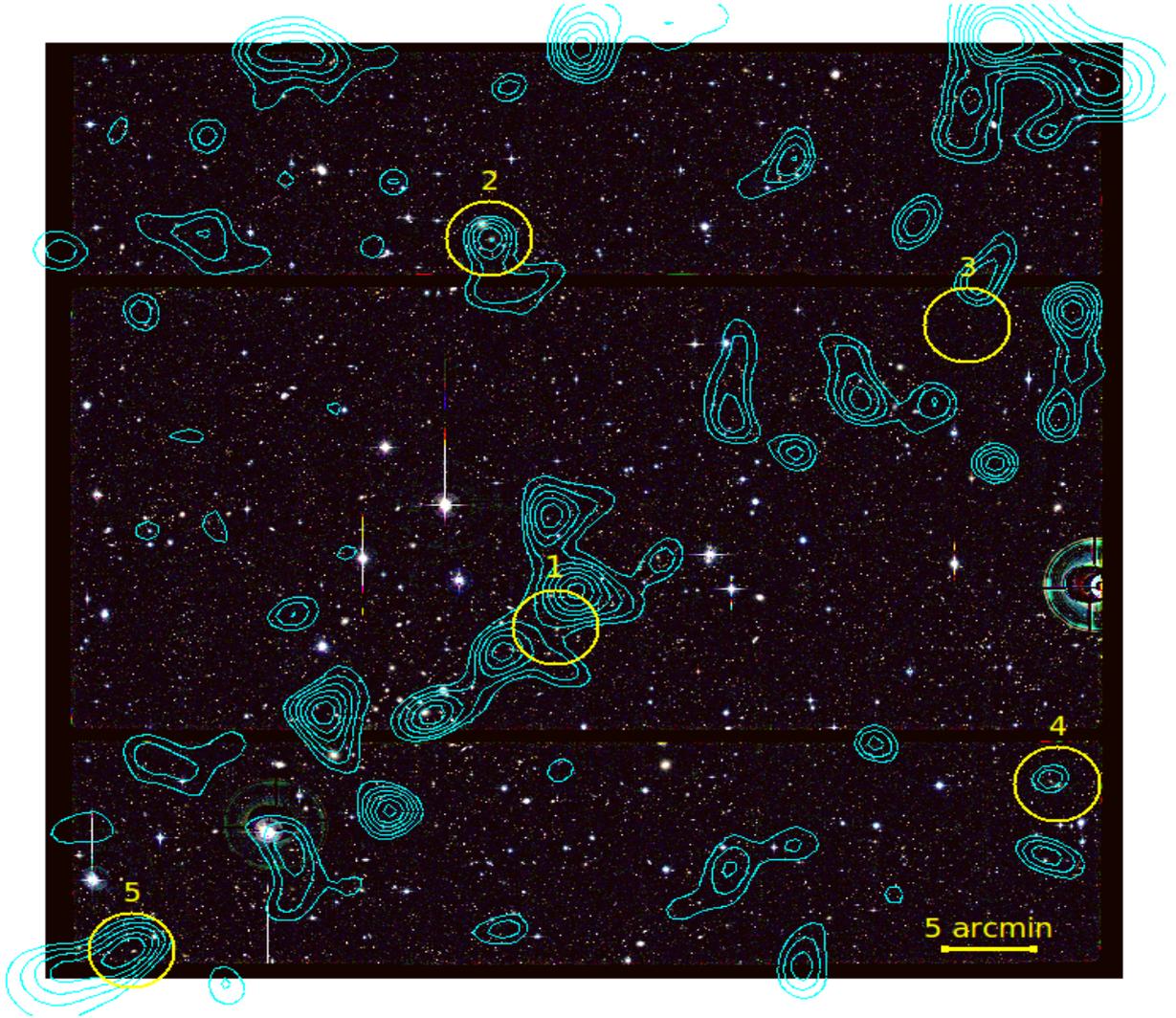


Figura 4.12: Mapa de massa reconstruído através dos valores de κ estimados pelo LENSENT2 para as galáxias de fundo selecionadas. As circunferências correspondem aos picos de massa encontrados por O’Mill et al. (2015) e possuem mesma numeração que a Figura 4.13.

mapa.

Para o cálculo de S/N utilizamos a Equação 2.77, com $\sigma_{e(s)} = 0.3$. Tanto o filtro Q_{poli} (Equação 2.72) quanto o Q_{NFW} (Equação 2.73) foram usados nessa fase para fins de comparação. Os perfis desses filtros podem ser vistos na Figura 4.14, onde $\chi = \theta/\theta_0$ é a distância adimensional de cada galáxia na posição θ em relação ao centro da abertura circular. A posição θ em *arcmin* de cada galáxia em relação ao centro da abertura foi obtida por

$$\theta = \sqrt{(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2}, \quad (4.14)$$

onde (x_0, y_0) são as coordenadas cartesianas do centro da abertura e (x_1, y_1) as coordenadas de cada galáxia.

Para o filtro Q_{NFW} foram usados os valores $a = 6$, $b = 150$, $c = 47$, $d = 50$ e $x_c = 0.15$,

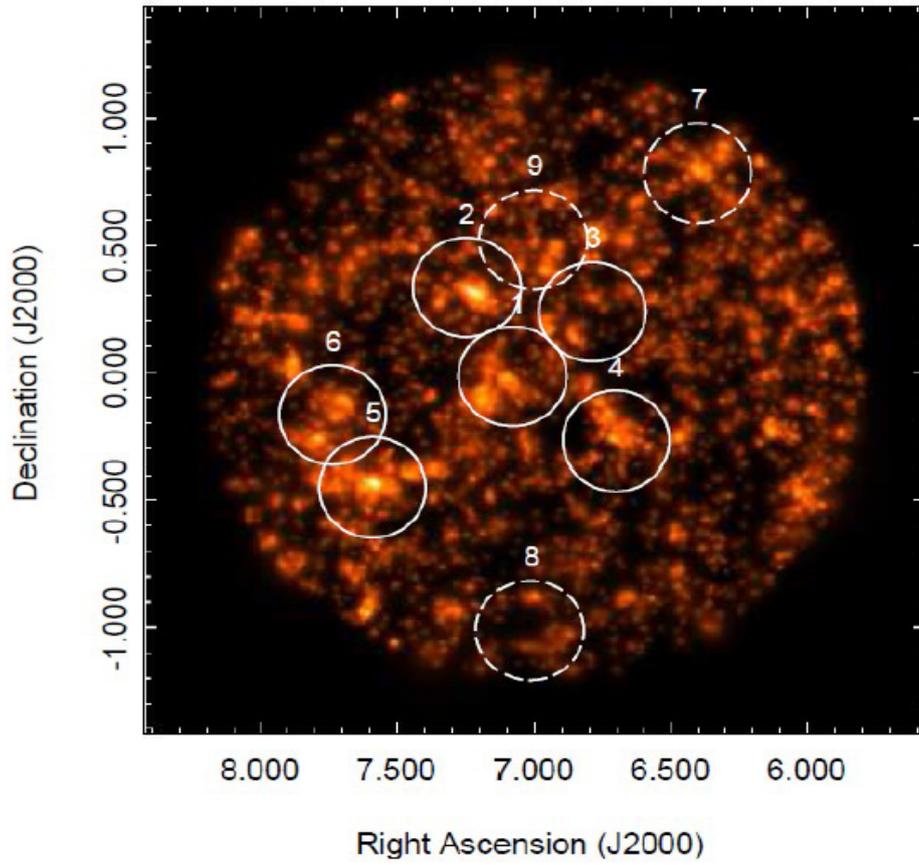


Figura 4.13: Mapa de luz identificando os aglomerados encontrados em O’Mill et al. (2015). As circunferências tracejadas delimitam regiões com fração baixa de galáxias gigantes vermelhas e, por isso, não consideradas como aglomerados.

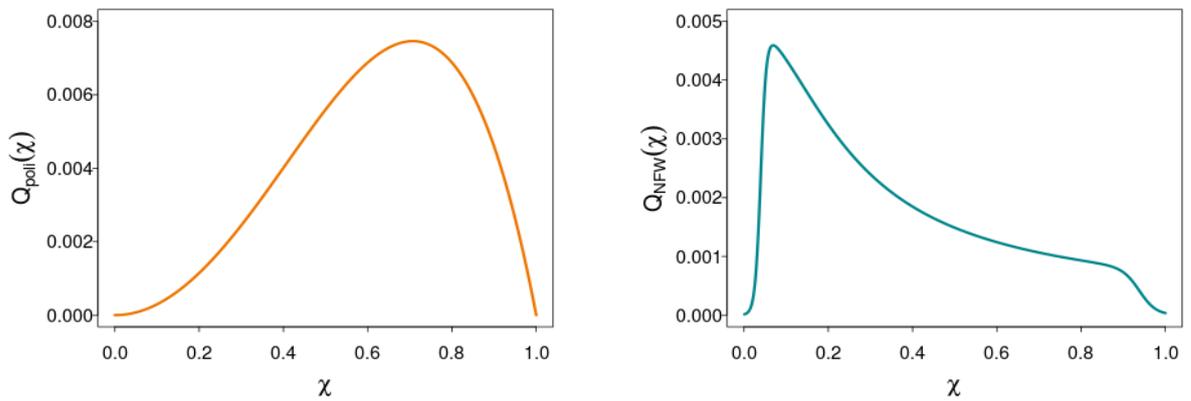


Figura 4.14: (a) Perfil do filtro polinomial Q_{poli} como função da distância adimensional $\chi = \theta/\theta_0$. (b) Perfil do filtro Q_{NFW} que segue um perfil NFW para halos de matéria escura.

como descrito na Seção 2.6. O parâmetro x_c muda a largura do filtro, como podemos ver na Figura 4.15, de modo que maior peso é dado para pequenos raios para menores valores de x_c . Hettterscheidt et al.(2005) calcularam como o parâmetro x_c muda a razão sinal-ruído para diferentes massas de halos, *redshifts* e raio da abertura, encontrando o valor $x_c = 0.15$ como a melhor escolha para todas as combinações.

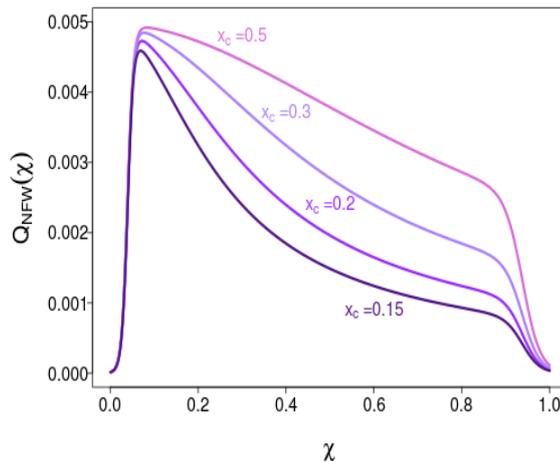


Figura 4.15: Variação do parâmetro x_c do filtro Q_{NFW} mostrando a mudança no formato desse filtro para quatro valores diferentes de x_c : 0.15, 0.2, 0.3 e 0.5.

Por fim, os valores da elipticidade tangencial e_t foram obtidos através da Equação 2.55 usando os valores de e_1 e e_2 extraídos do IM2SHAPE e a relação sinal-ruído foi calculada para cada um dos filtros.

Pela Figura 4.16, onde temos o mapa de S/N utilizando o filtro Q_{NFW} , podemos identificar picos que estão associados à concentrações de massa do superaglomerado. Esses picos coincidem com as regiões identificadas no mapa de massa obtido pelo programa LENSENT2 (Figura 4.12), assim como as subestruturas identificadas em O’Mill et al. (2015) (Figura 4.13). Novamente percebemos uma ausência de sinal na região de número 3.

Na Figura 4.17 temos o mapa de sinal-ruído considerando o filtro polinomial Q_{poli} , onde as mesmas subestruturas foram identificadas, porém com menos resolução. Embora o filtro Q_{NFW} reproduza com maior resolução o mapa de S/N , o filtro polinomial Q_{poli} não falha em detectar concentrações de massa.

Como podemos observar, a relação sinal-ruído é máxima quando o centro da concentração de massa e da abertura circular coincidem. Porém, quando estamos trabalhando perto das bordas, uma parte dessa abertura se encontra fora da imagem. Isso diminui o valor de S/N devido à diminuição do número de galáxias cujo *shear* está sendo estimado. Mas como queremos apenas encontrar concentrações de massa e não obter informações

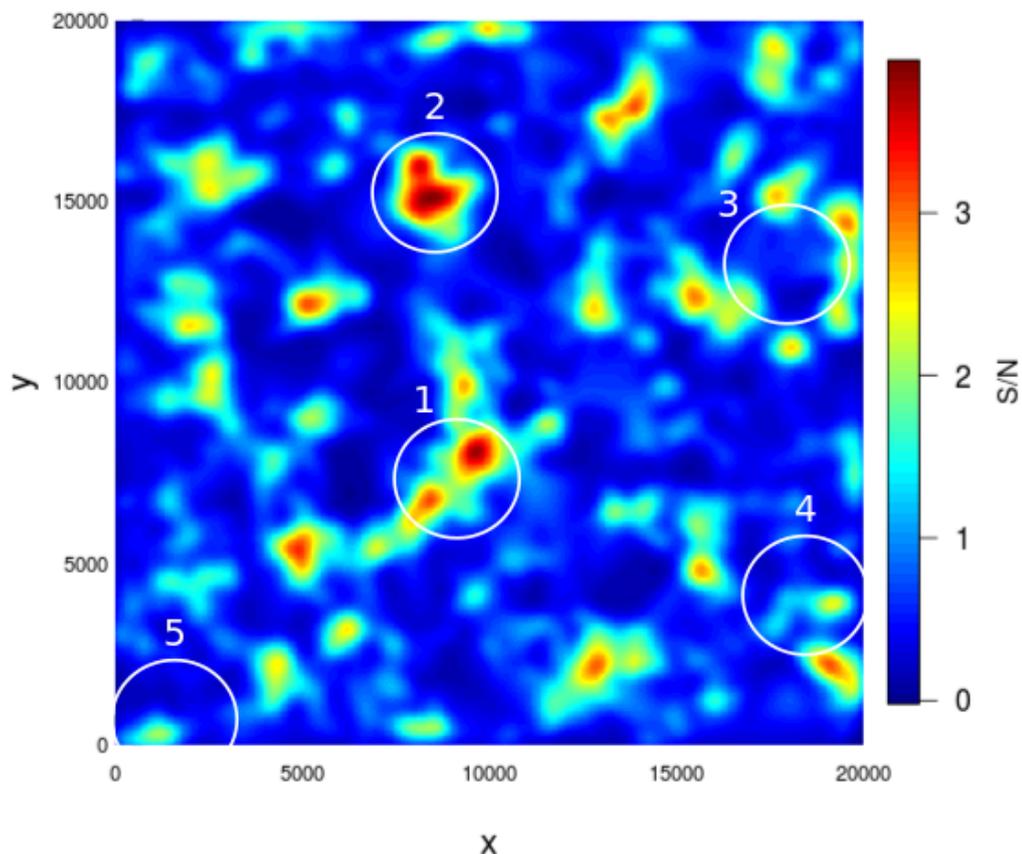


Figura 4.16: Mapa do Sinal-Ruído (S/N) calculado com o filtro Q_{NFW} que segue um perfil NFW para o campo do superaglomerado onde identificamos os picos como concentrações de massa. Os círculos brancos representam as cinco subestruturas encontradas em O’Mill et al. (2015).

detalhadas sobre essa distribuição de massa, isso não se torna um grande problema.

4.6 Estimativa da massa

4.6.1 Ajuste do perfil NFW

Na seção 2.7.1 partimos de um perfil NFW e obtemos expressões para κ_{NFW} e γ_{NFW} (Equações 2.81 e 2.82) usadas para a estimativa da massa dos membros do superaglomerado identificados na seção anterior.

Para estimar a massa de cada subestrutura identificada, ajustamos um perfil NFW aos dados de lentes fracas $e_t \sim g_t$. Como vimos, o que observamos é o *shear* reduzido g e, por isso, o modelo que devemos ajustar aos nossos dados é

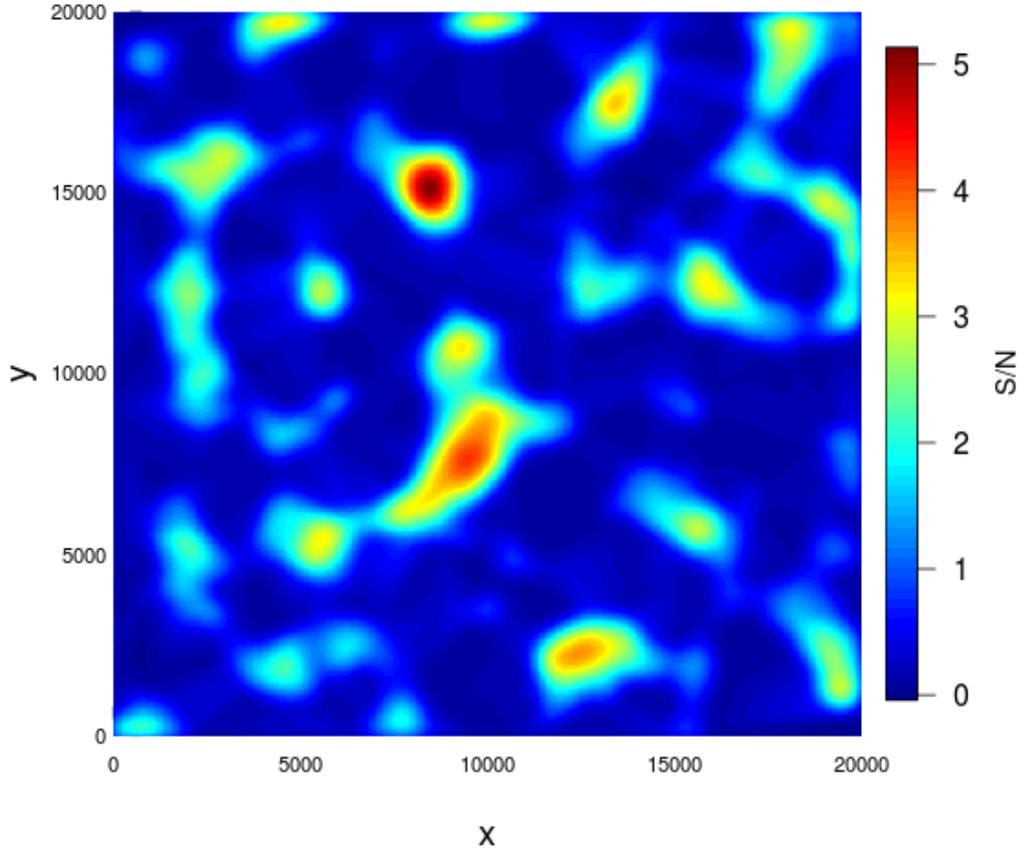


Figura 4.17: Mapa do Sinal-Ruído (S/N) calculado com o filtro polinomial Q_{poli} para o campo do superaglomerado onde identificamos os picos como concentrações de massa.

$$g_t = \frac{\gamma_{NFW}}{1 + \kappa_{NFW}}. \quad (4.15)$$

onde g_t é a componente tangencial do *shear* reduzido.

Como tanto κ_{NFW} quanto γ_{NFW} dependem do valor de Σ_{cr} , precisamos antes de tudo obter o seu valor. Para determinar Σ_{cr} (equação 2.22) precisamos primeiramente calcular as distâncias entre lente e observador D_d , entre observador e fonte D_s e entre lente e fonte D_{ds} , onde as distâncias D_d e D_s são calculadas através da Equação 1.9 e D_{ds} pela Equação 1.11.

Como não possuímos os *redshifts* das nossas galáxias de fundo, utilizamos novamente o catálogo D (ver Seção 4.1), que contém medidas de *redshift* fotométrico de um campo profundo do CFHT, para calcular D_s e D_{ds} . Após calculadas as distâncias, fazemos uma média da razão D_s/D_{ds} que chamaremos de β , de modo que $\Sigma_{cr} \propto \beta$.

Calculado o valor médio de β , obtemos o valor para Σ_{cr} utilizado neste trabalho como

$$\Sigma_{cr} = 3.28 \times 10^{15} M_{\odot}/Mpc^2 = 0.685 g/cm^2. \quad (4.16)$$

Com o valor de Σ_{cr} usamos as Equações 2.81 e 2.82 para ajustar o modelo g_t aos valores de e_t obtidos pela Equação 2.55 através dos valores de e_1 e e_2 extraídos do IM2SHAPE.

Os parâmetros de ajuste do perfil são R_{200} e o parâmetro de concentração c . Para a determinação desses parâmetros utilizamos o valor de χ^2 ,

$$\chi^2 = \sum_i^{N_{gal}} \frac{(e_{t,i} - g_t)^2}{\sigma_{e^{(s)},i}^2 + \sigma_{med,i}^2}, \quad (4.17)$$

minimizando a diferença entre os nossos dados e o modelo. Aqui, $\sigma_{e^{(s)}}$ é o erro relacionado à elipticidade intrínseca das galáxias, o qual usamos o valor 0,3, e σ_{med} é média geométrica dos erros nos elementos das elipticidades encontradas pelo IM2SHAPE

$$\sigma_{med}^2 = \frac{\sigma_{e_1}^2 + \sigma_{e_2}^2}{2}. \quad (4.18)$$

O ajuste foi feito para as quatro subestruturas identificadas como 1, 2, 4 e 5 na Figura 4.12. Para cada subestrutura consideramos uma região circular de raio 10 arcmin centrada na galáxia mais brilhante (de acordo com O'Mill et al. (2015)), dentro da qual foi calculado o valor médio de e_t para *bins* de 1 arcmin.

As quatro subestruturas analisadas aqui são mostradas nas Figuras 4.18a, 4.19a, 4.20a e 4.21a onde os contornos de massa resultantes do programa LENSENT2 estão sobrepostos à imagem e os círculos vermelhos indicam os centros considerados de cada subestrutura. Para a subestrutura 4, o centro como definido em O'Mill et al. (2015) não coincide com o centro dos contornos de massa. Para manter o mesmo critério para todas as subestruturas, mantivemos o centro como definido em O'Mill et al. (2015).

Através da equação 2.84 e com os valores encontrados no ajuste para R_{200} e c , pode-se estimar a massa dos componentes do superaglomerado. No entanto, não obtivemos um bom ajuste para o parâmetro de concentração c para essas quatro regiões e, por isso, optou-se por usar um valor fixo baseado na relação para $c(M, z)$ proposta por Prada et al. (2012), onde encontramos $c = 6.79$ como valor adequado para halos de $10^{14}M_{\odot}$ em $z = 0.22$.

Os valores encontrados para as massas M_{200} para as quatro subestruturas podem ser vistas na Tabela 4.2 e nas Figuras 4.18b, 4.19b, 4.20b e 4.21b temos o perfil radial da elipticidade tangencial e_t ajustado pelo perfil NFW para essas regiões.

Apenas a subestrutura 2 mostrou um bom ajuste, o que podemos atribuir ao fato dela se encontrar em uma região isolada de outras estruturas que poderiam causar algum tipo de contaminação. Para as outras subestruturas, não obtivemos um bom ajuste. Para a subestrutura 1 isso se justifica devido à grande complexidade dessa estrutura e para as

subestruturas 4 e 5 por estarem perto das bordas da imagem fazendo com que parte da informação seja perdida.

Região	M_{200} [$10^{14}M_{\odot}$]	$M_{\zeta} (< \theta_{in})$ [$10^{14}M_{\odot}$]
1	0.65 ± 0.40	4.30 ± 0.65
2	2.05 ± 0.58	1.82 ± 0.57
4	1.21 ± 0.53	1.63 ± 0.76
5	1.82 ± 0.88	2.07 ± 1.26

Tabela 4.2: Valores de M_{200} e $M_{\zeta} (< \theta_{in})$ para as subestruturas identificadas na Figura 4.12 para um parâmetro de concentração $c = 6.79$.

4.6.2 Densitometria de massa de abertura

Como etapa final, utilizamos a densitometria de massa de abertura, descrita na Seção 2.7.2, como um segundo método de determinação das massas de cada membro do superaglomerado. Para isso, consideramos uma abertura de raio $\theta_{in} = 5'$ centrada na galáxia mais brilhante de cada estrutura e um raio externo $\theta_{out} = 10'$. As massas dentro de θ_{in} para cada subestrutura foram obtidas através da Equação 2.87 e os erros foram estimados através de σ_{ζ}^2 (Equação 2.89). As massas M_{ζ} e seus respectivos erros são mostradas na Tabela 4.2.

Para os dois métodos de estimativa de massa encontramos valores semelhantes para M_{200} e M_{ζ} , dentro das barras de erro, para as subestruturas 2, 4 e 5. A subestrutura 1 apresentou uma massa muito diferente da encontrada pelo ajuste NFW e certamente isso se deve à grande complexidade dessa estrutura.

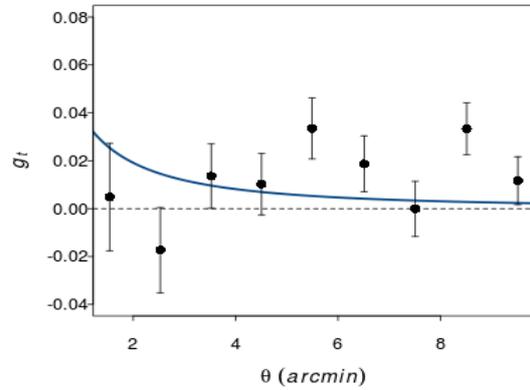
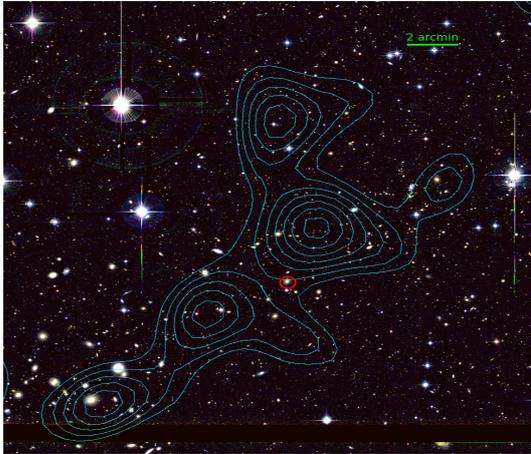


Figura 4.18: (a) Subestrutura 1 identificada no mapa de massa da Figura 4.12, onde o círculo vermelho representa a galáxia central considerada. (b) Perfil radial da elipticidade tangencial ajustado pelo perfil NFW para a região 1.

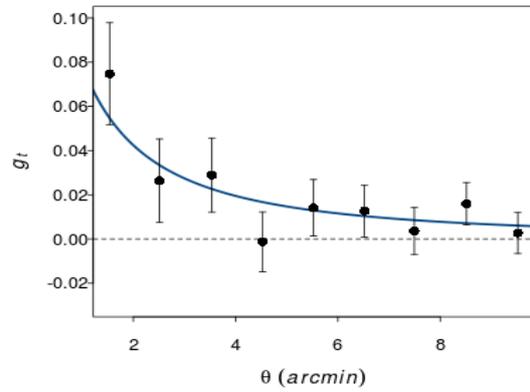
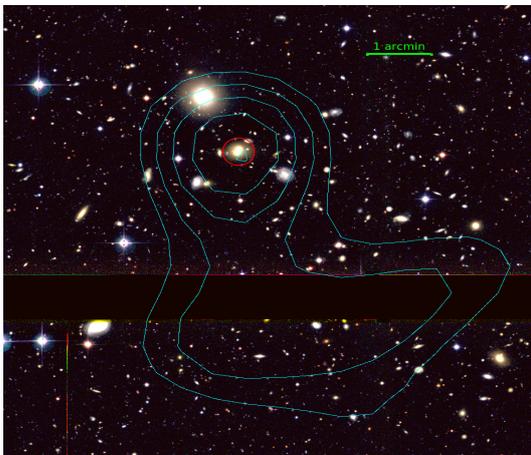


Figura 4.19: (a) Subestrutura 2 identificada no mapa de massa da Figura 4.12, onde o círculo vermelho representa a galáxia central considerada. (b) Perfil radial da elipticidade tangencial ajustado pelo perfil NFW para a região 2.

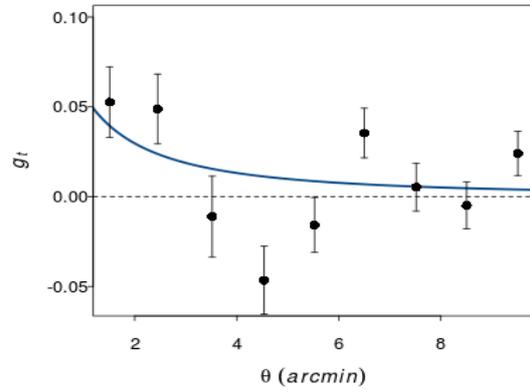
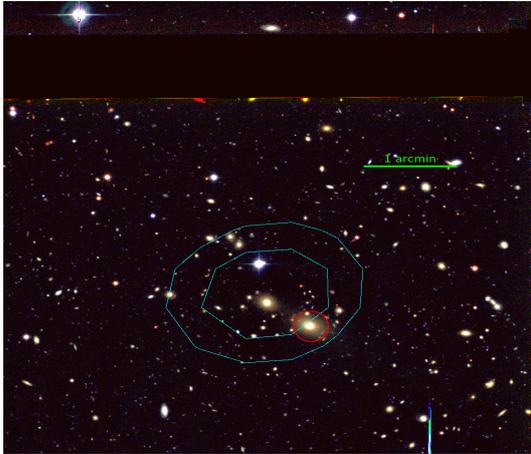


Figura 4.20: (a) Subestrutura 4 identificada no mapa de massa da Figura 4.12, onde o círculo vermelho representa a galáxia central considerada. (b) Perfil radial da elipticidade tangencial ajustado pelo perfil NFW para a região 4.

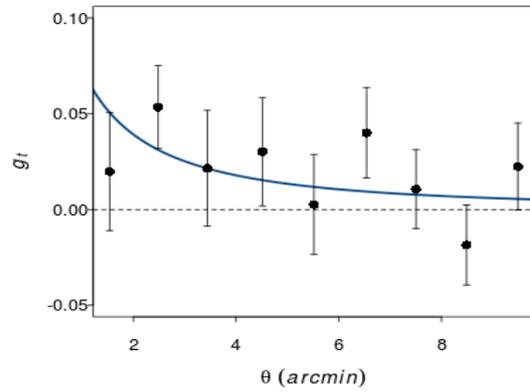
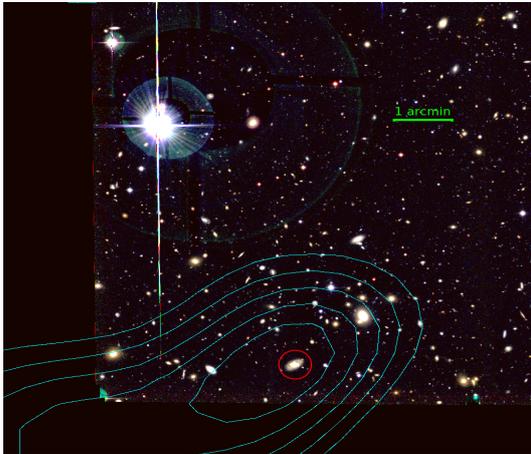


Figura 4.21: (a) Subestrutura 5 identificada no mapa de massa da Figura 4.12, onde o círculo vermelho representa a galáxia central considerada. (b) Perfil radial da elipticidade tangencial ajustado pelo perfil NFW para a região 5.

Discussão e Perspectivas

Neste trabalho, analisamos o superaglomerado de galáxias SC0028 através da técnica de lentes gravitacionais fracas a fim de identificar subestruturas que compõem o superaglomerado e estimar suas massas. Este trabalho se insere num contexto maior, o estudo dinâmico desse objeto, de modo que estas conclusões estão inseridas nesse contexto.

5.1 Análise do superaglomerado SC0028-0001

Para nossa análise utilizamos imagens obtidas com o CFHT em três bandas (g,r,i) com *seeing* de $\sim 0.52''$ para a banda g e $\sim 0.45''$ para as bandas r e i . Essa excelente qualidade de imagens foi essencial para a análise por lentes fracas.

A primeira etapa deste foi selecionar a amostra de galáxias de fundo e isso foi feito através de um corte no diagrama cor-cor, que se mostrou um bom critério de seleção pois obtivemos baixa contaminação de galáxias do campo ($\sim 0.6\%$). Medimos as distorções nessas galáxias através do programa IM2SHAPE fazendo uma deconvolução pela PSF, que foi modelada a partir das estrelas do nosso campo e utilizando um filtro gaussiano para descrever suas variação espacial na imagem.

Dadas as elipticidades das galáxias obtidas, corrigidas pelo efeito da PSF, pudemos construir um mapa de massa projetado através do programa LENSENT2, onde identificamos quatro picos representando possíveis subestruturas do superaglomerado. Como visto na seção 1.6, 6 picos foram identificados com dados do SDSS através de mapas de densidade utilizando amostras com *redshift* espectroscópico e fotométrico e através de um mapa de distribuição de luz. Como o campo observado pelo CFHT não cobre toda a área do superaglomerado, não foi possível a identificação da subestrutura de número 6. A região número 3, embora considerada como uma subestrutura (aglomerado) em O'Mill

et al. (2015) por apresentar um excesso de galáxias com uma fração maior que 50% de galáxias vermelhas, esta não foi identificada nesta análise por lentes fracas. Essa região só aparece no mapa obtido com a amostra de *redshifts* espectroscópicos (Figura 1.7 painel esquerdo) e, mesmo assim, fracamente.

Como complemento, aplicamos a estatística de massa de abertura onde identificamos os mesmos picos de massa (Figura 4.16), exceto também a região de número 3. As subestruturas de números 4 e 5 não foram bem identificadas nesse mapa, o que pode ser devido à efeitos de borda, onde neste caso, parte da abertura se encontra fora da imagem diminuindo assim o sinal-ruído. Porém, isso não se torna um grande problema pois queremos apenas identificar, mesmo que fracamente, as estruturas e não obter informações detalhadas sobre elas.

5.2 As subestruturas

De acordo com os resultados obtidos em O’Mill et al. (2015), três subestruturas (1, 4 e 5), que estão fisicamente atrás do centro de superaglomerado, estão se movendo em nossa direção e as outras (2, 3 e 6), que estão na frente, estão se distanciando de nós. Isso sugere que o superaglomerado de galáxias SC0028 está em fase de colapso.

Embora o superaglomerado SC0028 seja classificado como filamentar em Basilakos (2003), a identificação de possíveis filamentos através do mapa de massa reconstruído não mostrou nenhum candidato claro. Isso não é surpreendente pois, de acordo com Higuchi et al. (2014), aproximadamente 35% dos pares de halos possuem filamentos sendo que, destes, apenas 4% podem ser diretamente detectados pela técnica de lentes fracas.

As massas das quatro subestruturas identificadas no mapa de massa foram estimadas através de dois métodos. No primeiro foi feito o ajuste de um perfil NFW aos dados de lentes fracas e_t , onde os parâmetros de ajuste para esse perfil são R_{200} e c . Como não obtivemos um bom ajuste para o parâmetro de concentração c , fixamos seu valor em 6.79, obtido utilizando a relação $c(M, z)$ proposta por Prada et al. (2012). Este valor se mostrou adequado para halos com massa da ordem de $10^{14}M_{\odot}$ em $z = 0.22$, que é o *redshift* médio do superaglomerado SC0028. O perfil foi traçado partindo da galáxia mais brilhante de cada estrutura, como definido por O’Mill et al. (2015). Como podemos ver pelas Figuras 4.18 a 4.21, painéis esquerdos, a galáxia mais brilhante de cada estrutura geralmente coincide com o centro definido pelos contornos de massa. A exceção é a estrutura 4 na qual uma galáxia mais fraca é mais consistente com o pico local do mapa de massa. Mesmo nesse caso mantivemos o critério da mais brilhante. Os perfis estão ilustrados nos painéis direitos das mesmas figuras, onde desconsideramos a região central (1 arcmin) a fim de minimizar o efeito de eventuais erros na posição do centro de massa.

O segundo método para determinação das massas foi a densitometria de massa de abertura, sendo este um método não paramétrico que calcula a massa a partir da diferença

entre κ dentro de uma região circular de raio θ_{in} e κ dentro de um anel de raios θ_{in} e θ_{out} . A escolha por θ_{out} pode afetar a estimativa da massa de um halo, pois se escolhermos um θ_{out} muito pequeno teremos muito ruído visto que número de galáxias com *shear* medido dentro do anel não será grande o suficiente. Por outro lado, se θ_{out} é muito grande, a estimativa da massa de um aglomerado pode ser contaminada por outros aglomerados nas vizinhanças devido ao fato de que $\langle \gamma_t \rangle$, para um sistema de lente projetado, não é produzido apenas pelo próprio aglomerado mas também pelos aglomerados vizinhos projetados e pela estrutura em larga escala (Umetsu, 2010).

De acordo com O’Mill et al. (2015) dentro de um raio de 10 Mpc, o movimento de colapso sugere que a massa do superaglomerado deve estar entre ~ 4 e $16 \times 10^{15} M_{\odot}$, valor bem abaixo do encontrado somando as massas por lentes fracas (da ordem de $1 - 2 \times 10^{14} M_{\odot}$). Dentro de 10 Mpc a partir do centro do superaglomerado, temos 3-4 subestruturas adicionando uma massa de $\sim 3 \times 10^{14} M_{\odot}$. Isso nos leva a crer que a maioria da massa contida no superaglomerado está em forma de objetos de baixa massa, como grupos de galáxias, que não podem ser detectados com os dados aqui utilizados.

5.3 Perspectivas

Com a experiência adquirida com as técnicas usadas neste trabalho, temos como perspectivas dar continuidade ao estudo de superaglomerados de galáxias. No projeto que se segue a este, serão analisados dois campos com superaglomerados de galáxias em $z \sim 0.4$, selecionados a partir do *Las Campanas Distant Cluster Survey* (LCDCS) (Gonzalez et al., 2001) a partir de sua riqueza: LCDCS 0782-0784 ($z \sim 0.41$) e LCDCS 1041-1042 ($z \sim 0.38$), onde o objetivo principal é determinar a variação da razão massa-luminosidade em função do ambiente, dentro desses sistemas. Faremos também um mapeamento 2D através dos dois métodos utilizados aqui (LENSENT2 e Estatística de massa de abertura), assim como estimaremos a forma das galáxias via lentes fracas.

Numa segunda etapa focaremos no uso dessas técnicas num levantamento de grande área como o J-PAS (Benítez et al., 2014). Usaremos simulações para testar e calibrar algoritmos de medidas de forma de galáxias com deconvolução pela PSF, levando em consideração as características previstas para as imagens do J-PAS. Em particular pretendemos avaliar a eficiência do *software* SExtractor juntamente com o PSFEX (Bertin, 2011) para lentes gravitacionais fracas. Posteriormente, utilizando simulações já existentes (Leonard, Lanusse & Starck, 2014), testaremos algoritmos de mapeamento 3D da distribuição de massa no Universo.

Uma vez que os dados do J-PAS fiquem disponíveis, os métodos acima, já devidamente testados, serão aplicados a fim de mapear grandes estruturas no Universo. Vale ressaltar que o J-PAS será ideal para se fazer esse tipo de mapeamento 3D devido à qualidade dos seus *redshifts* fotométricos.

Referências Bibliográficas

- Abell G.O., 1976, “Realm of the universe”, New York: Holt, Rinehart and Winston.
- Araya-Melo P. A., Reisenegger A., Meza A., van de Weygaert R., Dünner R., Quintana H., 2009, MNRAS, 399, 97.
- Bahcall, N. A. 1996, arXiv:astro-ph/9611148
- Bahcall, N. A., 1988, ARA& A, 26, 631.
- Bahcall N.A., 1999, p. 135, Deckel A., Ostriker J.P. editores, Cambridge Univ. Press.
- Bartelmann, M., 1995, A & A, 303, 643.
- Basilakos, S., 2003, MNRAS, 344, 602.
- Batiste M., Batuski D.J., 2013, MNRAS, 436, 3331.
- Bautz, L. P., and W. W. Morgan, 1970, Astrophys. J. Lett. 162, L149.
- Benítez N., et al., 2014, arXiv, arXiv:1403.5237
- 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.
- Bhattacharya, S., Habib, S., Heitmann, K. & Vikhlinin, A., 2013, ApJ, 766, 32.
- 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

- Bridle, S. L., Hobson, M. P., Lasenby, A. N., Saunders, R. 1998, MNRAS, 299, 895.
- 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.
- Bridle, S., et al., 2009, AnApS, 3, 6.
- Broadhurst, T., Takada, M., Umetsu, K., Kong, X., Arimoto, N., Chiba, M., Futamase, T., 2005, ApJ, 619, L143.
- Busha, M. T., Adams, F. C., Wechsler, R. H., & Evrard, A. E. 2003, ApJ, 596, 713.
- Chiueh, T., He, X.-G., 2002, Phys. Rev. D, 65, 123518.
- Clowe, D., Luppino, G., A., Kaiser, N., Gioia, I., M., 2000, ApJ, 539, 540.
- Costa-Duarte, M., V., Sodré Jr, L., & Durret, F., 2010, MNRAS, 411, 1716.
- Coupon, J., et al., 2009, A& A, 500, 981.
- Covone, G., Sereno, M., Kilbinger, M., Cardone, V., F. 2014, ApJ, 784 L25.
- de Souza, F. N., 2013, Dissertação de mestrado, Universidade de São Paulo.
- 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.
- Dyson, F.W., Eddington, A.S., Davidson, C.R., 1920, Mem. R. Astron. Soc., 62, 291.
- Einasto, M., Saar, E., Liivamagi, L. J., et al. 2007, A& A, 476, 697.
- Einstein, A., 1916, 49, 769.
- Einstein, A., 1936, Science, 84, 506.
- Fahlman, G., Kaiser, N., Squires, G., Woods, D., 1994, ApJ, 437, 56.
- Foëx, G., Soucail, G., Pointecouteau, E., Arnaud, M., Limousin, M., Pratt, G., W., 2012, A&A, 546, A106.
- Fukugita M., Shimasaku K., Ichikawa T., 1995, PASP 107, 945.
- Gavazzi, R., Mellier, Y., Fort, B., Cuillandre, J.-C., Dantel-Fort, M., 2004, A& A, 422, 407.
- Gladders, M. D., & Yee, H., K., C. 2000, AJ, 120, 2148.

- Gonzalez, A. H., Zaritsky, D., Dalcanton J. J., Nelson A., 2001, ApJS, 137, 117.
- Goto T., et al., 2002, AJ, 123, 1807.
- Gott J. R., III, Rees M. J., 1975, A&A, 45, 365.
- Gunn J. E., Gott III J. R., ApJ, 1972, 176, 1.
- Hetterscheidt, M., Erben, T., Schneider, P., Maoli, R., Van Waerbeke, L., Mellier, Y., 2005, A& A, 442, 43.
- Hetterscheidt, M. 2006, Dissertation, Universität Bonn.
- Hewitt, J.N., Turner, E.L., Schneider, D.P., Burke, B.F., Langston, G.I., Lawrence, C.R., 1988, Nature, 333, 537.
- Higuchi, Y., Oguri, M., Shirasaki, M., 2014, MNRAS, 441, 745.
- Hoekstra, H., Jain, B., Annu. Rev. Nucl. Part. Sci, 2008, 58, 99.
- Hoffmann, S. 2007, Astronomische Nachrichten, 328, 688.
- Hogg, D.,W. 2000, astro.ph/9905116v4.
- Jeans, J.H., 1902, Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 199, 1.
- Kaiser N., Squires G., 1993, ApJ, 404, 441.
- Kelly P. L., et al., 2015, Sci, 347, 1123
- Kneib J.P., R. Ellis, 1996, Astronomy Now.
- Kravtsov A. V., Borgani S., 2012, ARA& A, 50, 353.
- Kuijken, K., 1999, A& A 352, 355.
- 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., 2014, "Astronomia Extragaláctica: Notas de aula", versão 12/02/2014.
- Lodge, O.J., 1919, Nature, 104, 354.
- Lynds, R. & Petrosian, V. 1986, BAAS 18, 1014.
- Marshall, P. J., Hobson, M. P., Gull, S. F., Bridle, S. L. 2002, MNRAS, 335, 1037.

- Medezinski, E., Broadhurst, T., Umetsu, K., Oguri, M., Rephaeli, Y., Benítez, N., 2010, MNRAS, 405, 257.
- Merten, J., 2008, diploma thesis, Institute for Theoretical Astrophysics Heidelberg.
- Nagamine, K., Loeb A., 2003, New Astron., 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.
- O’Mill, A. L., Proust, D., Capelato, H. V., Castejon, M., Cypriano, E. S., Lima Neto, G. B., Sodré Jr., L., 2015, MNRAS, submetido.
- Paczynski, B. 1987, Nature, 325, 572.
- Padmanabhan T., Structure Formation in the Universe, 1993.
- Peebles P.J.E., 1993, “Principles of Physical Cosmology”, Princeton University Press.
- Press, W. H & Schechter, P. 1974, ApJ, 187, 425.
- Primack J. R., Dark Matter and Structure Formation in the Universe, ArXiv Astrophysics e-prints, 1997.
- Prada, F., Klypin, A. A., Cuesta, A. J., Betancort-Rijo, J. E., Joel Primack , 2012, MNRAS, 423, 3018.
- Proust, D., Quintana, H., Carrasco, E. R., et al. 2006, The Messenger, 124, 30.
- Reisenegger, A., Quintana, H., Carrasco, E. R., Maze, J., 2000, AJ, 120, 523.
- Rood H.J., Sastry G.N., 1971, PASP 83, 31.
- Schirmer, M., 2004, Dissertation, Universität Bonn.
- 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

- Soucail, G., Fort, B., Mellier, Y., & Picat, J.P., 1987, A& A 172, L14.
- Spinelli, P., F., 2011, Dissertação de doutorado, University of Munich.
- Springel, V. et al., 2005, Nature, 435, 629.
- Squires, G., Kaiser, N., 1996, AJ, 473, 65.
- Stoughton C., et al., 2002, AJ, 123, 485
- Taylor A. N., Kitching T. D., Bacon D. J., Heavens A. F., 2007, MNRAS, 374, 1377.
- Tully, R., B., Courtois, H., Hoffman, Y., Pomarède, D., 2014, Nature, 513, 71.
- 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 Física, Enrico Fermi, Curso CLXXII - "Astrophysics of Galaxy Clusters", Varenna, Itália, July 2008, A. Cavaliere and Y. Rephaeli (eds.).
- van de Weygaert, R., Bond, J., R., 2008, in Plionis M., Lopez-Cruz O., Hughes D., eds, *A Pan-Chromatic View of Clusters of Galaxies and the Large Scale Structure*. Lect. Notes Phys. Vol. 740. Springer, Dordrecht, p. 335.
- 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.
- Warner, B., D., A practical guide to lightcurve photometry and analysis, Springer-Verlag New York, 2006, 298 p.
- White S. D. M., Rees M. J., 1978, MNRAS, 183, 341
- Wright, C., O. & Brainerd, T., G. 2000, ApJ, 534, 34.
- Young, P., Gunn, J. E., Kristian, J., Oke, J. B., & Westphal, J. A. 1980, ApJ, 241, 507
- Zeldovich, Ya. B., 1970, A&A, 5, 84.
- 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.