

Marcio Eisencraft

**Um estudo da dinâmica de crescimento de  
grandes estruturas no universo e sua  
observação por meio do efeito  
Sunyaev-Zeldovich**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado  
ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ci-  
ências Atmosféricas da Universidade de São  
Paulo como requisito parcial para a obtenção  
do título de Bacharel em Astronomia.

Vertente: Pesquisa básica

Orientador: Prof. Dr. Eduardo S. Cypriano

São Paulo

2024

---

## Agradecimentos

---

Ao Professor Eduardo S. Cypriano pela confiança, pelos conhecimentos transmitidos e pela orientação deste trabalho.

Ao corpo docente do IAG pelos múltiplos ensinamentos ao longo destes anos de graduação em Astronomia.

À minha esposa e filhos pelo apoio que me deram ao sonho de completar esta graduação, às vezes mesmo sem perceber.

---

## Resumo

---

O estudo da dinâmica temporal das perturbações de densidade e da formação de estruturas de grande escala, como halos de matéria escura em aglomerados e superaglomerados de galáxias, pode levar a uma melhor compreensão da evolução do universo e a ajustes relevantes nos modelos cosmológicos, tornando-se uma das áreas mais férteis da Cosmologia atual. Na primeira fase deste trabalho de graduação (TG-1), simulou-se a contagem dos aglomerados de galáxias como uma função do *redshift* e de sua massa para diversos modelos cosmológicos e de crescimento de estruturas. Nesta continuação do trabalho (TG-2), busca-se relacionar estas simulações com resultados observacionais. Para tanto, é necessário levar em conta o fato de que a massa de um aglomerado não é diretamente observável, sendo necessário recorrer a relações de escala para poder estimá-la. Neste trabalho recorre-se ao sinal integrado devido ao efeito Sunyaev-Zeldovich (SZ) na radiação cósmica de fundo como um observável da massa. Com base na relação de escala e em uma versão simplificada da função de seleção dos dados empregados no catálogo Planck de fontes SZ (PSZ2), compara-se o número e a distribuição de aglomerados presentes neste catálogo com os que seriam detectados em um catálogo sintético gerado a partir dos modelos estudados no TG-1. Apesar das simplificações na análise estatística e na seleção, os resultados são compatíveis em geral, apontando para a validade dos modelos utilizados.

---

# Abstract

---

The study of the temporal dynamics of density perturbations and the formation of large-scale structures, such as dark matter halos in galaxy clusters and superclusters, can lead to a better understanding of the evolution of the Universe and to relevant adjustments in cosmological models, making it one of the most fruitful areas of Cosmology today. In the first phase of this undergraduate work (TG-1), we simulated the count of galaxy clusters as a function of *redshift* and their mass for different cosmological and structure growth models. In this continuation of the work (TG-2), we aim to relate these simulations to observational results. To do this, it is necessary to take into account the fact that the mass of a cluster is not directly observable, and it is necessary to use scaling relations to estimate it. The present work uses the integrated signal due to the Sunyaev-Zeldovich (SZ) effect in the cosmic microwave background radiation as a mass observable. Based on the scaling relation and a simplified version of the data selection function used in the Planck catalog of SZ sources (PSZ2), the number and distribution of clusters present in this catalog are compared with those that would be detected in a synthetic catalog generated from the models studied in TG-1. Despite the simplifications in the statistical analysis and selection, the results are generally compatible, indicating the validity of the models used.

---

## Lista de Figuras

---

2.1	A função de massa do halo de Tinker. . . . .	7
2.2	Número de aglomerados por fatia de <i>redshift</i> . . . . .	8
2.3	Número acumulado de aglomerados com $M_{500} > 10^{14} M_{\odot}$ em função da faixa de $z$ considerada. . . . .	9
3.1	Influência do efeito SZ no espectro de radiação da CMB. . . . .	12
3.2	Intensidade da CMB na direção do aglomerado Abel 2319 em diferentes frequências. . . . .	13
3.3	Deteccção em 150 GHz do efeito SZ causado por um aglomerado pelo SPT. . . . .	14
3.4	Distorções na CMB causados pelo efeito SZ captados pelo ACT. . . . .	15
3.5	O efeito SZ no aglomerado de Coma pelo Planck . . . . .	16
3.6	Porcentual de aglomerados detectados pelo Planck em função de $Y_{500}$ . . . . .	18
4.1	FDP uni e bivariadas $f(z, M_{500})$ . . . . .	20
4.2	Localização no plano $M_{500} \times z$ de conjunto sintético de $N_T = 2.23 \times 10^5$ aglomerados. . . . .	22
4.3	Distribuição em diagrama polar de um subconjunto de $10^4$ aglomerados do catálogo sintético . . . . .	23
4.4	Histograma e boxplot de uma realização dos valores do sinal SZ integrado $Y_{500}$ para os aglomerados do catálogo sintético gerado. . . . .	24
4.5	Função de seleção sigmoideal usada na simulação de deteccção. . . . .	24

4.6	Histograma e boxplot do sinal SZ integrado $Y_{500}$ para os aglomerados detectados. . . . .	25
4.7	Localização no plano $M_{500} \times z$ de conjunto sintético de aglomerados, destacando-se os detectados. . . . .	25
4.8	Massas obtidas a partir dos valores de $Y_{500}$ detectados e comparação com os resultados do PSZ2 . . . . .	26
4.9	Histograma e boxplot do número de aglomerados detectados em $10^4$ simulações. . . . .	26

---

## Lista de Tabelas

---

1.1	Principais parâmetros da cosmologia <code>planck18</code> do COLOSSUS usada neste texto. . . . .	4
3.1	Parâmetros usados na relação de escala $Y_{500} - M_{500}$ (3.5)-(3.6). . . . .	17

---

# Sumário

---

1. <i>Introdução</i> . . . . .	1
1.1 Metodologia . . . . .	3
1.2 Modelo cosmológico adotado . . . . .	3
1.3 Estrutura do texto . . . . .	4
2. <i>Função de massa de halos e contagem de aglomerados: resultados do TG-1 revisi-</i> <i>tados</i> . . . . .	5
2.1 A função de massa de halos . . . . .	6
2.2 Contagem de aglomerados de galáxias . . . . .	7
3. <i>O efeito Sunyaev-Zeldovich e sua utilização como observável para a massa de aglo-</i> <i>merados</i> . . . . .	11
3.1 O efeito SZ . . . . .	11
3.2 Função de seleção e relação de escala do catálogo PSZ2 . . . . .	16
4. <i>Resultados: Geração de um catálogo sintético de aglomerados e um estudo de sua</i> <i>detecção pelo efeito SZ</i> . . . . .	19
4.1 Um catálogo sintético de aglomerados . . . . .	19
4.2 Simulando a detecção de aglomerados pelo efeito SZ . . . . .	21
5. <i>Conclusões</i> . . . . .	28



*Referências* . . . . . 30

# Capítulo 1

---

## Introdução

---

O estudo da evolução temporal do crescimento das estruturas de grande escala, como halos de matéria escura em aglomerados e superaglomerados de galáxias, pode levar a uma melhor compreensão da evolução do universo e a ajustes relevantes nos modelos cosmológicos, sendo assim uma das áreas mais frutíferas da Cosmologia atualmente (Huterer, 2023). A relevância do tema fica mais evidente pela existência de diversas medições cosmológicas maduras, como contagem de aglomerados de galáxias, lentes gravitacionais, velocidades cósmicas, a radiação cósmica de fundo (CMB - *Cosmic Microwave Background*) e o efeito Sunyaev-Zeldovich (SZ) que podem ser usadas para medir o crescimento de estruturas (Huterer, 2023; Weinberg et al., 2013; Allen et al., 2011; Planck Collaboration, 2016a).

Um modelo cosmológico pode prever o crescimento temporal de perturbações de densidade de matéria (Ryden, 2016; Cimatti et al., 2019; Schneider, 2015). Esta previsão é um ingrediente chave na determinação teórica de várias quantidades observáveis que podem ser medidas experimentalmente, como, por exemplo, a contagem do número de aglomerados de galáxias em função do *redshift*. Invertendo o argumento, medidas de estrutura de larga escala e suas propriedades estatísticas fornecem informações sobre o crescimento de estruturas e, assim, sobre parâmetros do modelo cosmológico (Huterer, 2023). Em particular, vale destacar que o crescimento de estruturas é uma medida sensível tanto à energia escura

quanto às modificações da teoria da gravidade, sendo que sua medida é capaz de distinguir entre elas (Huterer, 2023; Ruiz e Huterer, 2015).

Neste contexto, o objetivo deste trabalho de graduação (TG), que foi realizado em duas etapas, o TG-1 e o TG-2, é fazer um estudo inicial de como modelos da evolução temporal do crescimento das estruturas de grande escala do universo, como halos de matéria escura em aglomerados e superaglomerados de galáxias, pode levar à determinação de parâmetros cosmológicos e seus ajustes.

No primeiro semestre de trabalho (TG-1), focou-se na simulação da densidade de aglomerados de galáxias em função do *redshift* a partir de parâmetros cosmológicos e de modelos de crescimento de contrastes de densidade, associados a formação de grandes estrutura, baseando-se sobretudo nas referências (Huterer, 2023; Weinberg et al., 2013). Além disso, tomou-se contato com o pacote Python COsmology, haLO and large-Scale StrUcture tools (COLOSUS) (Diemer, 2018)<sup>1</sup>. Conseguiu-se então fazer estimativas da contagem de aglomerados em função de determinada massa mínima em função do *redshift*.

Sendo assim, o objetivo específico do TG-2 é comparar os resultados teóricos e numéricos do TG-1 com dados observacionais.

Focou-se inicialmente na geração de um catálogo sintético de aglomerados com massas e *redshifts* atendendo às densidades esperadas para um dado modelo cosmológico.

Passou-se então ao estudo da questão de que a massa de um aglomerado não pode ser diretamente medida ou observada. Para tanto, é necessário utilizar observáveis como emissões de raios-X provenientes do meio intra-aglomerado, contagem de galáxias (riqueza), observações do efeito SZ e lentes gravitacionais (Allen et al., 2011; Planck Collaboration, 2016a). A *função de seleção* descreve então a probabilidade de detectar um aglomerado em função de suas propriedades observadas e outras condições observacionais. A partir destes observáveis, utilizando-se *relações de escala* pode-se estimar a massa de aglomerados.

Como forma de se fazer um estudo inicial dessas relevantes questões, escolheu-se como observável o efeito SZ, isto é, a distorção no espectro de energia da radiação cósmica de fundo (CMB - *Cosmic Microwave Background*) causada pela interação entre seus fótons e o gás de elétrons quentes em aglomerados de galáxias. Os elétrons de alta energia no aglomerado espalham os fótons da CMB, aumentando sua energia, o que resulta em uma mudança característica na intensidade da CMB observável em frequências específicas

---

<sup>1</sup> <https://bdiemer.bitbucket.io/colossus/>

(Sunyaev e Zeldovich, 1970; Birkinshaw, 1999; Allen et al., 2011; Schneider, 2015; Planck Collaboration, 2016a,b). Em particular, neste TG-2 investiga-se as relações de escala e funções de seleção utilizadas na geração do catálogo Planck de fontes SZ (PSZ2) (Planck Collaboration, 2016a,b).

A partir dos dados de massa e *redshift* sintéticos gerados a partir dos modelos cosmológicos e crescimento de estruturas estudados no TG-1, obtém-se a quantidade de aglomerados do catálogo sintético que poderiam ser detectados pelo Planck, bem como sua distribuição de massa e *redshift*, que pode ser comparada com os aglomerados de fato no catálogo PSZ2. Desta forma, fecha-se este TG que pretende servir de base para estudos mais aprofundados sobre Cosmologia observacional no futuro.

## 1.1 Metodologia

Iniciou-se o semestre do TG-2 trabalhando-se em duas frentes: i) por um lado, aplicando-se o Método de Monte Carlo (Ishak, 2017) para gerar amostras a partir das densidades de aglomerados que foram obtidas no TG-1, gerando-se assim um catálogo sintético de aglomerados; ii) por outro lado, fazendo-se uma revisão da literatura sobre observáveis utilizados na detecção de aglomerados, a partir sobretudo das referências (Allen et al., 2011; Weinberg et al., 2013).

Uma vez tendo-se decidido pelo estudo do efeito SZ como observável, revisou-se literatura mais específica sobre o assunto como, por exemplo, (Schneider, 2015; Birkinshaw, 1999; Carlstrom et al., 2002) e a forma como a cooperação Planck implementou a relação de escala em suas detecções do efeito SZ e suas limitações (Planck Collaboration, 2016a,b). Passou-se então a reproduzi-la no catálogo fictício que havia sido gerado.

Todas as simulações foram executadas em Python, utilizando-se principalmente das bibliotecas COLOSSUS, `scipy` e `numpy`.

## 1.2 Modelo cosmológico adotado

A menos de quando explicitamente colocado, utiliza-se uma cosmologia  $\Lambda$ CDM com parâmetros que melhor aproximam os dados das medidas da missão Planck (Aghanim, 2020). No pacote COLOSSUS, eles estão acessíveis na cosmologia `planck18`<sup>2</sup>. Os principais

---

<sup>2</sup> Mais detalhes em [https://bdiemer.bitbucket.io/colossus/cosmology\\_cosmology.html](https://bdiemer.bitbucket.io/colossus/cosmology_cosmology.html)

parâmetros do modelo são os mostrados na Tabela 1.1.

Ao longo do texto, o parâmetro de Hubble adimensional é definido como

$$h = H_0/100, \quad (1.1)$$

de forma que, para esta cosmologia da Tabela 1.1,

$$h = 0.6766. \quad (1.2)$$

Tabela 1.1 - Principais parâmetros da cosmologia `planck18` do COLOSSUS usada neste texto.

Parâmetro	Valor	Significado
<code>flat</code>	True	Universo plano.
$\Omega_M$	0.3111	Densidade da matéria em unidades da densidade crítica em $z = 0$ .
$\Omega_{DE}$	0.6888	Densidade de energia escura em unidades da densidade crítica em $z = 0$ . Desconsiderado se <code>flat = True</code> .
$\Omega_b$	0.0490	Densidade de bárions em unidades da densidade crítica em $z = 0$ .
$H_0$	67.66	Constante de Hubble em km/s/Mpc.
$\sigma_8$	0.8102	Normalização do espectro de potência, isto é, variância quando o processo é filtrado por um filtro retangular de raio 8 Mpc/h
$n_s$	0.9665	Índice espectral do espectro de potência primordial
<code>de_model</code>	lambda	Identificador da equação de estado da energia escura. Com o valor lambda, indica que ela é uma constante cosmológica.
<code>rel_species</code>	True	Densidade de energia das entidades relativísticas (fótons e neutrinos) são levadas em conta.
<code>Tcmb0</code>	2.7255	Temperatura da radiação cósmica de fundo (CMB) em $z = 0$ em kelvins
<code>Neff</code>	3.0460	Número efetivo de espécies de neutrinos

### 1.3 Estrutura do texto

O restante do texto deste relatório está organizado da seguinte forma: no Capítulo 2 revisitam-se os principais resultados do TG-1, as simulações da contagem de aglomerados de galáxias. No Capítulo 3 faz-se uma revisão do observável estudado, o efeito SZ, e de sua relação de escala com a massa de aglomerados utilizada no catálogo PSZ2. No Capítulo 4 apresentam-se os principais resultados deste TG-2, incluindo-se o catálogo sintético de aglomerados, a simulação de sua detecção pelo Planck e comparações com o catálogo PSZ2. Por fim, no Capítulo 5 apresentam-se conclusões e perspectivas de trabalhos futuros.

## Capítulo 2

---

# Função de massa de halos e contagem de aglomerados: resultados do TG-1 revisitados

---

Neste capítulo faz-se uma breve revisão do que foi desenvolvido ao longo do Trabalho de Graduação 1 (TG-1), focando-se nos conceitos que são relevantes para os capítulos seguintes.

Durante o TG-1 teve-se por objetivo principal simular a densidade de aglomerados de galáxias em função do *redshift* ( $z$ ) a partir de parâmetros cosmológicos e de modelos de crescimento de contrastes de densidade, associados a formação de grandes estruturas. A partir destas densidades, pode-se obter o número de aglomerados esperado em função de sua massa e da faixa de  $z$  de interesse e fazer-se estudos cosmológicos. Nesse estudo as principais referências foram (Cimatti et al., 2019, Cap.7) e (Ryden, 2016, Cap.11).

Talvez, a principal questão que restou ao final do TG-1 foi como associar as previsões teóricas feitas com medidas observacionais. De fato, essa foi a motivação para o tema deste TG-2: a partir dos resultados teóricos e numéricos do TG-1 elaborar catálogos sintéticos de aglomerados e observáveis e comparar com detecções reais, o que será detalhado nos Capítulos 3 e 4.

No presente capítulo, revisita-se os resultados do TG-1 que são fundamentais para os que são apresentados mais à frente: a função de massa de halos (HMF - *Halo Mass*

*Function*) e os modelos e previsões de contagem de aglomerados de galáxias, com seus resultados de simulação numérica. O relatório do TG-1 completo está disponível neste [link](#).

## 2.1 A função de massa de halos

Semelhante às funções de distribuição de galáxias, como as funções de luminosidade e de massa estelar (Cimatti et al., 2019, Seção 3.5), uma quantidade fundamental para descrever estatisticamente a população de halos de matéria escura em uma dada época é a HMF.

A HMF, comumente denotada por  $\frac{dn}{d\ln M}(M, z)$ , é uma distribuição estatística que descreve a densidade numérica de halos de matéria escura em função de sua massa  $M$  em um dado momento do universo. A HMF é uma ferramenta fundamental na Cosmologia para entender a formação e evolução das estruturas em grande escala, pois relaciona a abundância de halos de diferentes massas com parâmetros cosmológicos e teorias de formação de estruturas.

Ela pode ser estimada analiticamente usando-se o formalismo de Press-Schechter (Mo et al., 2010, Seção 7.2.1). Alternativamente, uma abordagem mais moderna para obter a HMF é a partir de simulações, interpolando-a no espaço dos parâmetros cosmológicos usando um emulador (veja, por exemplo, (McClintock et al., 2019)). Uma outra alternativa é utilizar HMFs semi-analíticas.

Para as simulações apresentadas no TG-1 e também neste TG-2, considera-se a HMF de Tinker et al. (2008), obtida utilizando-se a função `mass_function.massFunction` do COLOSSUS, com os parâmetros cosmológicos da Tabela 1.1. Para a definição de massa dos aglomerados utiliza-se  $M_{500}$ , definida como a massa contida dentro de uma região esférica onde a densidade média é 500 vezes a densidade crítica do universo para o  $z$  do aglomerado (Planck Collaboration, 2016a). Essa é a definição de massa usada nos resultados do Planck e por isso será empregada aqui, já que no Capítulo 4 nossas previsões teóricas serão comparadas com os resultados do catálogo deste satélite <sup>1</sup>.

A HMF de Tinker et al. (2008) em um universo  $\Lambda$ CDM com os parâmetros da Tabela

---

<sup>1</sup> Esta é uma diferença relevante em relação aos resultados do relatório do TG-1. Lá empregou-se  $M_{200}$  como definição de massa. Assim os gráficos apresentados no presente texto diferem dos apresentados no relatório do TG-1. Daí optou-se por apresentar as novas versões aqui.

1.1 é mostrada na Figura 2.1. Para ilustrar a influência dos parâmetros cosmológicos, mostram-se em linhas tracejadas as curvas obtidas com uma mudança de  $\pm 20\%$  no valor nominal da densidade da matéria em unidades da densidade crítica em  $z = 0$ ,  $\Omega_M = 0.3111$ .

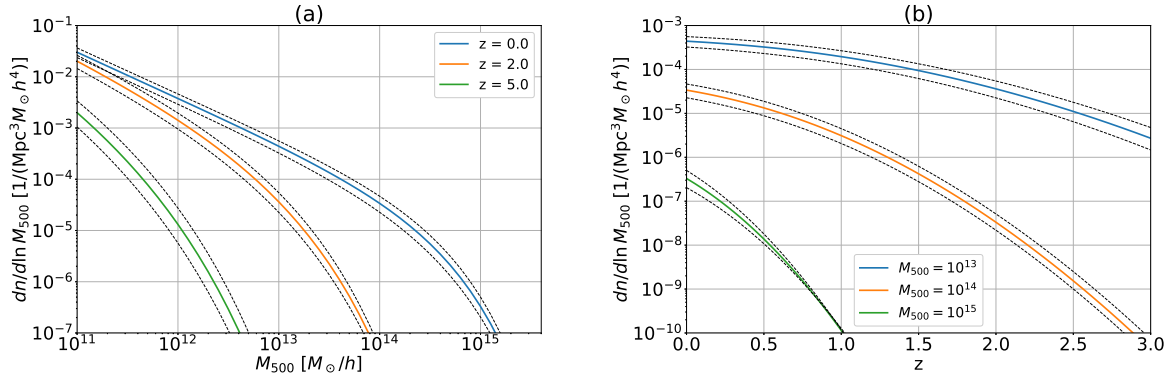


Figura 2.1: A função de massa do halo de Tinker et al. (2008) em função (a) de  $M_{500}$  para três valores de  $z$  e (b) de  $z$  para três valores de  $M_{500}$ . As linhas tracejadas mostram as curvas obtidas para uma variação de 20% do valor de  $\Omega_M$  em relação ao seu valor nominal.

Como visto na Figura 2.1(a), para um  $z$  fixo, a densidade de número de halos diminui para massas crescentes. Nota-se que halos de massa mais significativas só são viáveis para  $z$  baixo. Já para uma massa fixa (Figura 2.1(b)), a densidade de número de halos é maior para  $z$  menores, especialmente nas massas mais altas.

## 2.2 Contagem de aglomerados de galáxias

Os aglomerados de galáxias são os componentes bariônicos observados dos halos de matéria escura. Portanto, a abundância de aglomerados pode ser frequentemente quantificada a partir da abundância de halos.

O número de aglomerados  $N$  com  $M_{500}$  acima de  $M_{\min}$  em uma região de largura  $\Delta z$  nas proximidades de  $z_0$  em algum volume de ângulo sólido  $\Omega_{\text{sky}}$  pode então ser obtido integrando-se a densidade numérica de halos com massa entre  $M_{500}$  e  $M_{500} + dM_{500}$ ,  $\frac{dn}{d \ln M_{500}}$ , na massa e no volume. Ou seja (Huterer, 2023),

$$N(z_0 < z < z_0 + \Delta z, M_{500} > M_{\min}) = \Omega_{\text{sky}} \int_{z_0}^{z_0 + \Delta z} dz \int_{M_{\min}}^{\infty} \left( \frac{dn}{d \ln M_{500}} \right) \left( \frac{cr^2(z)}{H(z)} \right) d \ln M. \quad (2.1)$$



Note-se que, nesta integral, o termo

$$\left( \frac{cr^2(z)}{H(z)} \right) \quad (2.2)$$

com  $r(z)$  a distância comóvel,  $H(z)$  o parâmetro de Hubble e  $c$  a velocidade da luz no vácuo corresponde a um diferencial  $dV_c/(d\Omega dz)$ , sendo  $V_c$  o volume comóvel, já que (Hogg, 1999)

$$\frac{cr^2(z)}{H(z)} = \frac{cr^2(z)}{H_0 E(z)} = D_H \frac{r^2(z)}{E(z)} = D_H \frac{(1+z)^2 D_A^2}{E(z)} = dV_c/(d\Omega dz) \quad (2.3)$$

em que  $D_H$  é a distância de Hubble,  $D_A$  é a distância de diâmetro angular,  $E(z)$  é o parâmetro de Hubble em termos de  $H_0$  e  $H(z)$  é o parâmetro de Hubble (Hogg, 1999; Weinberg et al., 2013).

Na Figura 2.2 mostra-se o número de aglomerados com massa  $M_{\min} > 10^{14} M_\odot$  obtidos a partir de (2.1) em intervalos de *redshift* de largura  $\Delta z = 0.05$  em todo o céu ( $\Omega_{\text{sky}} = 4\pi$  sr). Além da curva (em linha contínua azul) obtida para a cosmologia padrão deste trabalho (indicada como  $\Omega_M^* = 0.3111$ , vide Tabela 1.1), também são apresentadas as curvas dos números de aglomerados considerando-se mudanças de  $\pm 10\%$  (linhas tracejadas pretas) e  $\pm 20\%$  (linhas tracejadas vermelhas) deste valor.

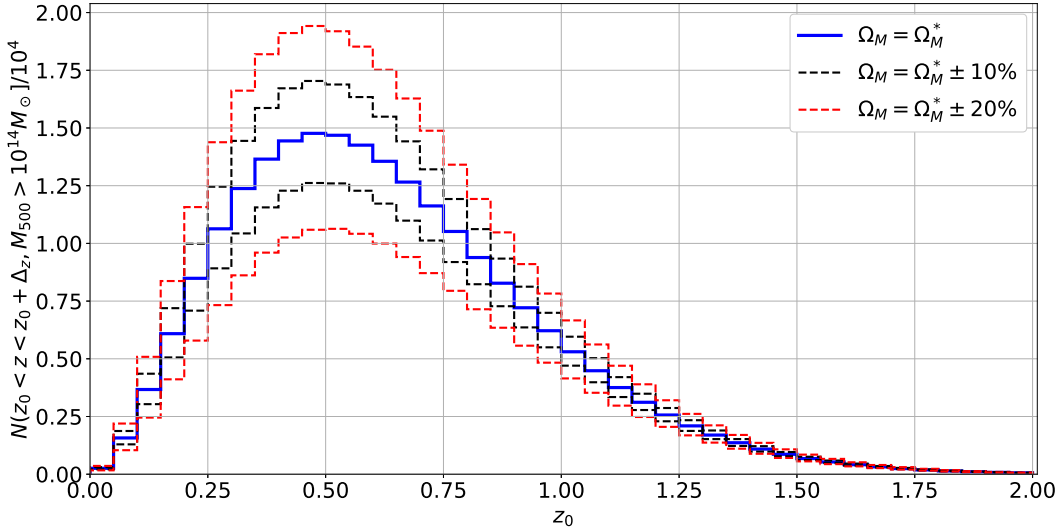


Figura 2.2: Número de aglomerados com massa  $M_{500} > 10^{14} M_\odot$  no intervalo  $[z_0, z_0 + 0.05]$  para a cosmologia da Tabela 1.1 e todo o céu  $\Omega_{\text{sky}} = 4\pi$  sr. São mostradas em tracejado as curvas obtidas para desvios de 10% (em preto) e 20% (em vermelho) no valor de  $\Omega_M$ .

Claramente, o número de aglomerados atinge um pico na faixa próxima de  $z = 0.5$ . Conforme  $z$  se aproxima de zero, o volume comóvel aumenta com aproximadamente  $z^3$  (veja (2.3)), mas a HMF diminui ainda mais rapidamente conforme  $z$  cresce (vide Figura 2.1), o que explica o formato da curva obtida.

Na Figura 2.3 mostra-se o número acumulado de aglomerados com massa  $M_{500} > 10^{14} M_{\odot}$  esperado para  $z < \Delta z$  em função de  $\Delta z$ .

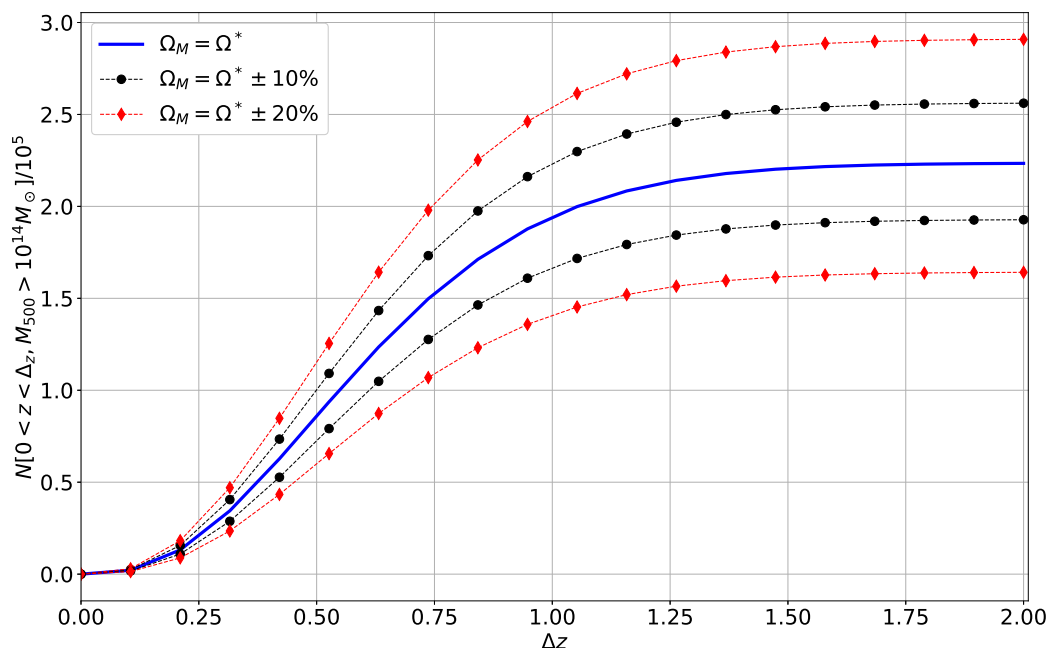


Figura 2.3: Número acumulado de aglomerados com massa  $M_{500} > 10^{14} M_{\odot}$  em  $z < \Delta z$ , para a cosmologia da Tabela 1.1 e considerando todo o céu ( $\Omega_{\text{sky}} = 4\pi$  sr). São mostradas em tracejado as curvas obtidas para desvios de 10% (em preto) e 20% (em vermelho) no valor de  $\Omega_M$ .

Das simulações apresentadas, nota-se que os modelos cosmológicos e de crescimento de estruturas utilizados prevêem que quase todos os aglomerados encontram-se em  $z < 2$ , estando a grande maioria concentrada numa faixa em torno de  $z = 0.5$ . Além disso, os parâmetros utilizados prevêem um número total de aglomerados com  $M_{500} > 10^{14} M_{\odot}$  em torno de

$$N_T = 2.23 \times 10^5 \text{ aglomerados.} \quad (2.4)$$

Nos próximos capítulos, que constituem os resultados principais do TG-2, a HMF, espe-

---

cialmente a (2.1), será usada para gerar um catálogo sintético de aglomerados. Estes aglomerados serão usados para gerar um observável, o sinal total do efeito Sunyaev-Zeldovich que poderá ser comparado com as observações do catálogo PSZ2.

## Capítulo 3

---

# O efeito Sunyaev-Zeldovich e sua utilização como observável para a massa de aglomerados

---

Neste capítulo, trata-se do observável estudado neste TG-2, o efeito *Sunyaev-Zeldovich* (SZ). O efeito SZ apresenta uma série de características interessantes como observável para a massa de aglomerados, como independência do *redshift* e menor sensibilidade à morfologia (Birkinshaw, 1999; Allen et al., 2011; Schneider, 2015). Mas o principal motivo que levou à sua escolha aqui é a relativa simplicidade das relações de escala em relação a outros observáveis como a riqueza ou emissões em Raio-X (Allen et al., 2011).

Inicia-se com uma breve descrição do efeito SZ na Seção 3.1. Em seguida, na Seção 3.2 apresentam-se as relações de escala e uma versão simplificada da função de seleção usadas no catálogo PSZ2 (Planck Collaboration, 2016a,b).

### 3.1 O efeito SZ

Elétrons no gás quente do meio intra-aglomerado podem espalhar fótons originários da radiação cósmica de fundo (CMB - *Cosmic Microwave Background*). A profundidade óptica e, portanto, a probabilidade de espalhamento para esse espalhamento Compton (Longair, 2011) é relativamente baixa, mas este efeito, conhecido como efeito SZ é, ainda

assim, observável e, além disso, é de grande importância para a análise de aglomerados com implicações para a Cosmologia (Birkinshaw, 1999; Planck Collaboration, 2016a; Allen et al., 2011; Schneider, 2015). Ele foi previsto por Sunyaev e Zeldovich (1970) e foi observado para milhares de aglomerados na CMB (Bleem et al., 2015; Planck Collaboration, 2016b; Hilton et al., 2018)).

Um fóton movendo-se através de um aglomerado de galáxias na direção da Terra ao ser espalhado muda sua direção e, assim, não mais será detectado aqui. Mas como a CMB é isotrópica, para qualquer fóton da CMB que é espalhado para fora da nossa linha de visada, existe outro fóton — estatisticamente — que é espalhado para dentro dela, de modo que o número total de fótons que alcança a Terra não é afetado por este fenômeno. No entanto, devido ao espalhamento Compton inverso (Horvath, 2020), a energia dos elétrons quentes é, em média, transferida para os fótons. Assim, eles apresentam, em média, uma frequência mais alta após a dispersão e o resultado é uma alteração do espectro da CMB na direção do aglomerado, como ilustrado na Figura 3.1.

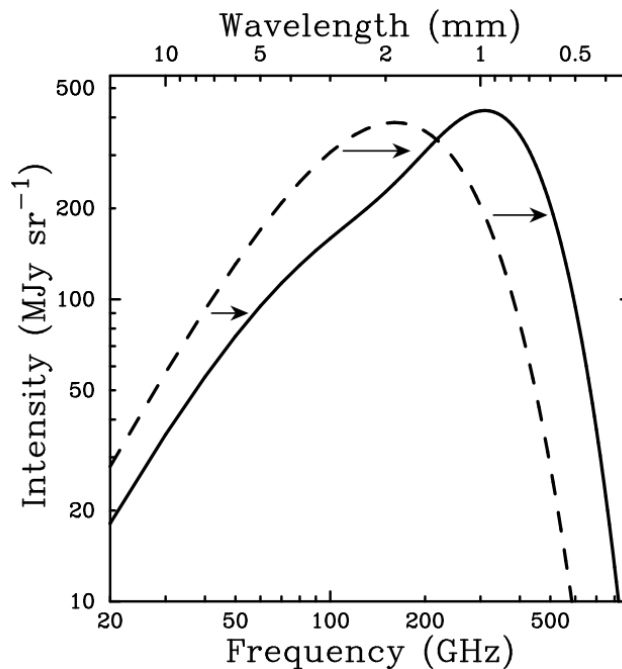


Figura 3.1: Influência do efeito SZ no espectro de radiação da CMB. Em linha tracejada é mostrado o espectro de corpo negro da CMB não perturbada. Em linha cheia é mostrado o espectro alterado pelo efeito SZ. A magnitude deste efeito foi mostrado de forma exagerada neste esboço. Fonte: (Carlstrom et al., 2002)

Como consequência, essa dispersão leva a uma redução do número de fótons em energias

mais baixas e um aumento deste número em energias mais altas em relação ao espectro de Planck. Assim, a intensidade da CMB na direção do aglomerado tende a ser mais baixa em frequências inferiores a cerca de 200 GHz e maior em frequências superiores.

Este desvio é ilustrado na Figura 3.2 em que se mostra trecho da CMB próximo do cluster Abel 2319 em sete frequências diferentes, em dados captados pelo Planck. O aglomerado em luz visível é mostrado na linha inferior.

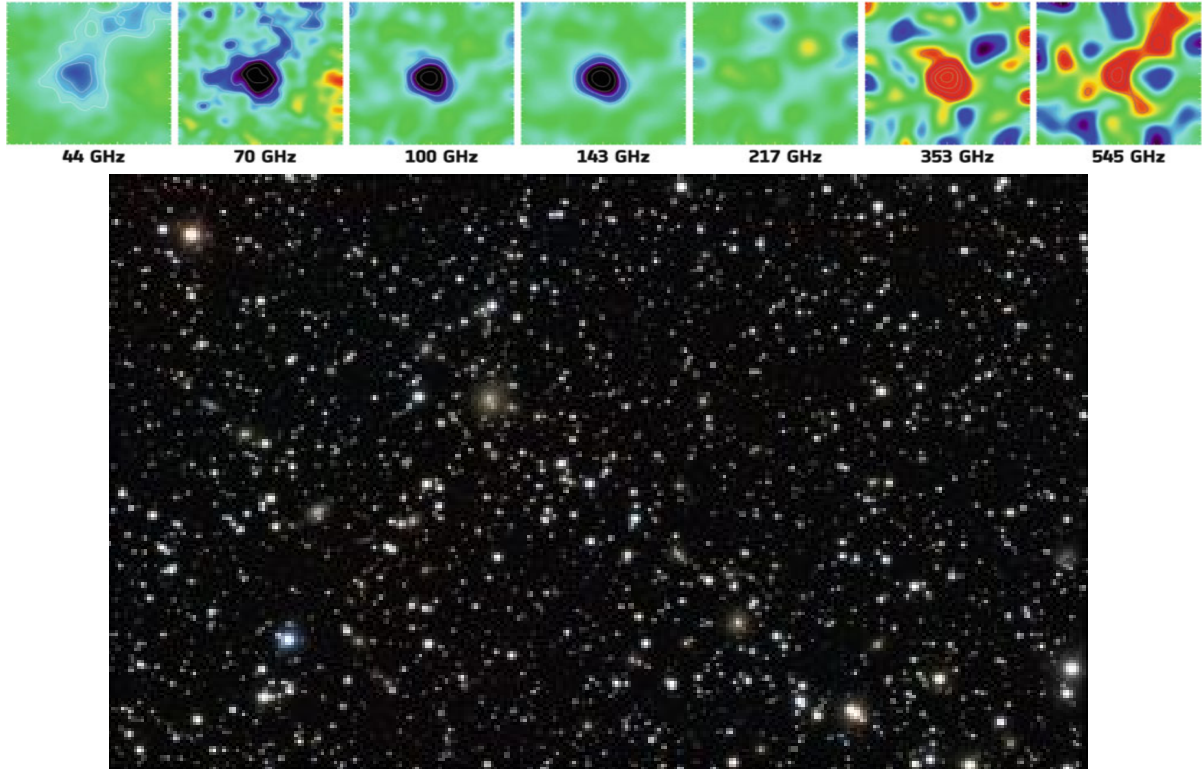


Figura 3.2: Intensidade da CMB na direção do aglomerado Abel 2319 em diferentes frequências. É nítido o decréscimo do brilho em frequências mais baixas e o aumento em frequências mais alta, ilustrando o efeito SZ. O aglomerado em luz visível é mostrado na linha inferior. Fonte: [plancksatellite.org.uk](http://plancksatellite.org.uk).

Um exemplo de detecção do efeito SZ na CMB pelo *South Pole Telescope* (SPT) em 150 GHz é mostrado na Figura 3.3. Imagens de detecções feitas pelo *Atacama Cosmology Telescope* (ACT) são mostradas na Figura 3.4.

No domínio de Rayleigh–Jeans (RJ) do espectro do CMB, em frequências menores do que cerca de 150 GHz, a intensidade da CMB  $I_{\nu}^{\text{RJ}}$  numa direção que atravessa o aglomerado é reduzida pelo efeito SZ (veja Figura 3.1). Pode-se mostrar (Schneider, 2015) que essa mudança é dada por

$$\frac{\Delta I_{\nu}^{\text{RJ}}}{I_{\nu}^{\text{RJ}}} = -2y \quad (3.1)$$

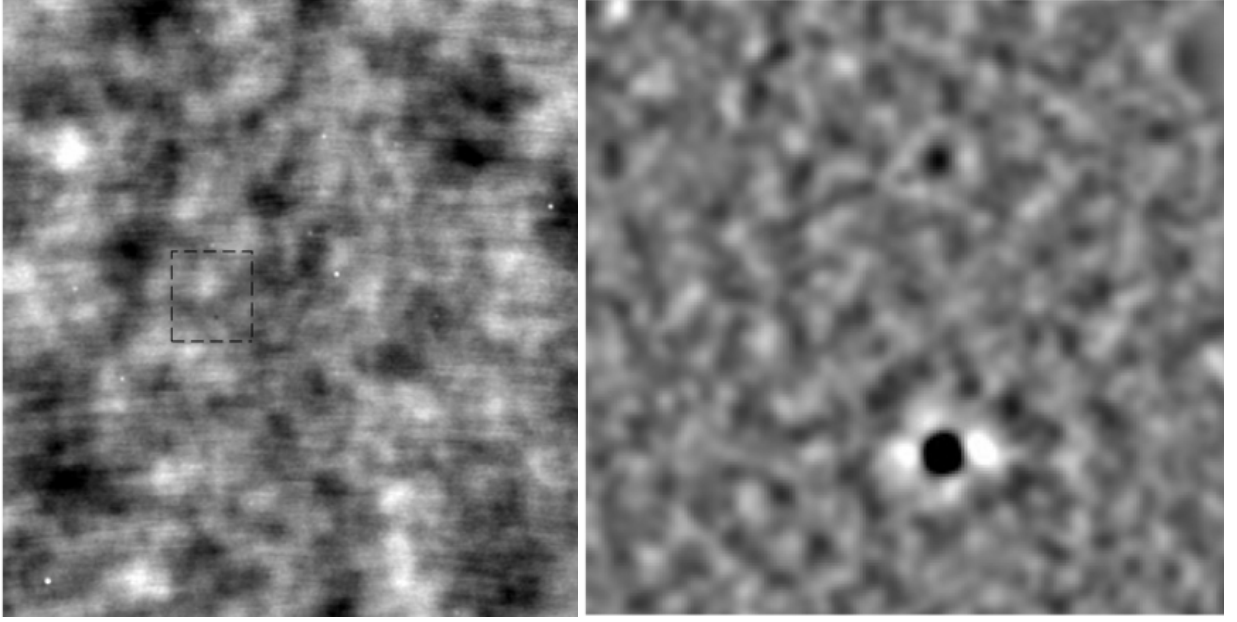


Figura 3.3: Detecção em 150 GHz do efeito SZ causado por um aglomerado pelo SPT. A imagem da direita é uma ampliação do quadrado tracejado na imagem da esquerda e mede  $1^\circ \times 1^\circ$ . Fonte: (Bleem et al., 2015).

sendo  $y$  o *parâmetro  $y$  de Compton* que é adimensional. Essa variação  $\frac{\Delta I_\nu^{\text{RJ}}}{I_\nu^{\text{RJ}}}$  é conhecida como *Sinal SZ*.

O parâmetro  $y$  de Compton pode ser calculado por (Schneider, 2015)

$$y = \int \frac{k_B T_g}{m_e c^2} \sigma_T n_e dl \quad (3.2)$$

em que a integral é calculada na linha de visada do aglomerado,  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $T_g$  é a temperatura do gás,  $m_e$  a massa do elétron,  $c$  a velocidade da luz,  $n_e$  a densidade numérica dos elétrons e

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \quad (3.3)$$

é a seção de Thomson para o espalhamento do elétron (Horvath, 2020). Nota-se então o relevante resultado de que o grau do desvio em relação à CMB não perturbada depende da temperatura do gás do aglomerado e de sua densidade, mas é *independente do redshift ( $z$ ) do aglomerado*.

O fato do sinal SZ ser independente de  $z$  permite a investigação de aglomerados em altos *redshifts*, desde que o sinal SZ seja espacialmente resolvido. O efeito SZ também pode ser usado para detectar aglomerados, e essa seleção é muito menos enviesada para valores baixos de  $z$  do que em levantamentos baseados em fluxo óptico ou de raios X.

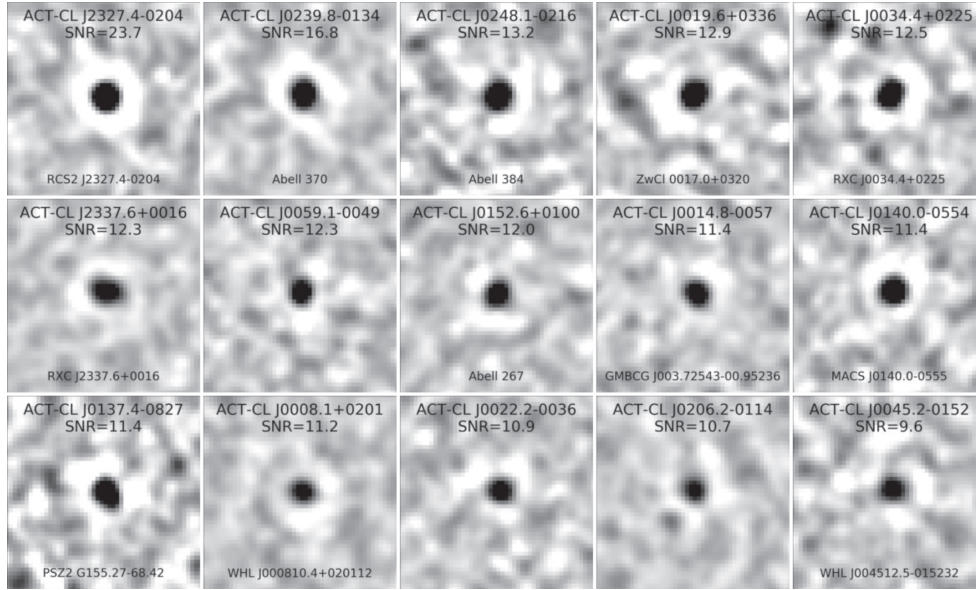


Figura 3.4: Imagens das 15 detecções com a maior relação sinal/ruído no catálogo do ACT. Cada imagem tem  $25'$  de grau de lado. A escala de cinza é linear e varia de  $150 \mu\text{K}$  (preto) a  $+50 \mu\text{K}$  (branco). Em cada imagem está indicado o aglomerado que causou o efeito e a relação sinal-ruído (SNR - signal-to-noise ratio). Fonte: (Hilton et al., 2018).

As técnicas modernas permitem resolver o efeito SZ dentro de alguns aglomerados, como mostrado no exemplo da Figura 3.5 para o aglomerado de Coma. Pode-se assim estudar espacialmente a distribuição de gás e de temperatura de um aglomerado baseado no efeito SZ.

O sinal  $y$  é uma função da posição angular no aglomerado. Ao integrá-lo em toda sua superfície, obtém-se o *signal total SZ* ou *fluxo integrado SZ*  $Y$ :

$$Y = \int d^2y = \frac{1}{D_A^2} \int y d^2R \propto \frac{1}{D_A^2} \int n_e T_g dV, \quad (3.4)$$

sendo  $D_A$  a distância angular ao aglomerado (Hogg, 1999),  $d^2R$  é o elemento de área projetada e  $dV$  é o elemento de volume. Particularmente, quando a integral é tomada sobre o volume associado à massa  $M_{500}$ , ela é denotada por  $Y_{500}$  (Planck Collaboration, 2016a).

Note-se que apesar de  $y$  não depender de  $z$ , o mesmo já não se pode dizer de  $Y$ , já que a distância angular do aglomerado depende diretamente de  $z$ . Em outras palavras, a intensidade do efeito SZ não depende de  $z$ , mas o sua superfície na CMB sim. Observe-se também que  $Y$  tem unidade de ângulo espacial, usualmente expresso em  $[\text{arcmin}^2]$ .

Particularmente de interesse neste trabalho é o fato de que  $Y_{500}$  é um observável que pode ser relacionado à massa de um aglomerado, como discutido na Seção 3.2. Ele tem sido



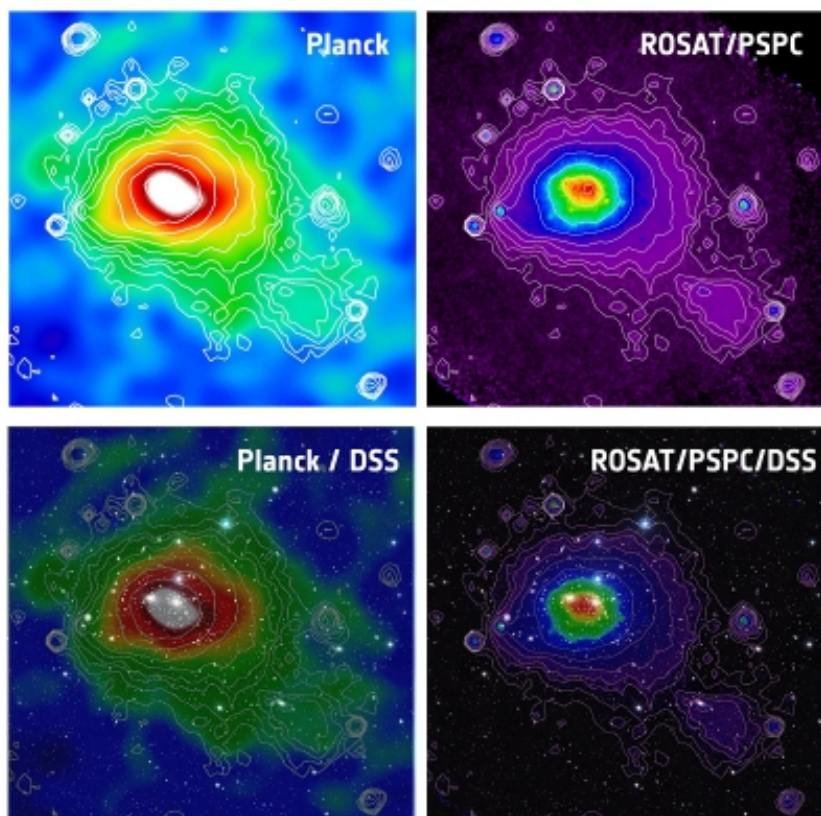


Figura 3.5: O painel superior esquerdo mostra o efeito SZ produzido pelo aglomerado de Coma obtido pelo Planck; o painel superior direito mostra o mesmo aglomerado imageado em raios X pelo satélite ROSAT. Os contornos de raios X são também sobrepostos na imagem do Planck como ajuda visual. Para comparação, as imagens são mostradas sobrepostas numa imagem ótica de campo amplo do aglomerado de Coma do *Digitised Sky Survey* (DSS) nos dois painéis inferiores. Fonte: [cdn.sci.esa.int](http://cdn.sci.esa.int).

consistentemente medido por diversos instrumentos, como o Planck (Planck Collaboration, 2016a,b), o SPT (Bleem et al., 2015) e o ACT (Hilton et al., 2018).

Na Seção 3.2 discute-se as relações de escala e função de seleção utilizadas na elaboração do catálogo PSZ2. Elas são utilizadas no Capítulo 4 para comparar com os resultados esperados a partir dos modelos discutidos no TG-1.

### 3.2 Função de seleção e relação de escala do catálogo PSZ2

Na descrição do catálogo PSZ2 (Planck Collaboration, 2016a,b), a relação entre  $Y_{500}$  e  $M_{500}$  é dada por uma função densidade de probabilidade  $P(\ln Y_{500} | M_{500}, z)$ , devido a variações intrínsecas nas propriedades dos aglomerados. O valor médio dessa função densidade

$\bar{Y}_{500}$  é então relacionado a  $M_{500}$  e  $z$  pela relação de escala

$$E^{-\beta}(z) \left[ \frac{D_A^2(z) \bar{Y}_{500}}{10^{-4} \text{Mpc}^2} \right] = Y_* \left[ \frac{h}{0.7} \right]^{-2+\alpha} \left[ \frac{(1-b)M_{500}}{6 \times 10^{14} M_\odot} \right]^\alpha. \quad (3.5)$$

Os parâmetros utilizados são os dados na Tabela 3.1. [Planck Collaboration \(2016a\)](#) usam esses valores tabelados dos parâmetros como médias e desvios-padrões de distribuições gaussianas. Porém, neste estudo inicial, tomaram-se os valores constantes e iguais a seu valor médio apresentado na tabela. Além disso,  $D_A(z)$  é a distância de diâmetro angular e  $E(z) = H(z)/H_0$ . Os parâmetros cosmológicos utilizados nestas expressões são os descritos na Seção 1.2.

Tabela 3.1 - Parâmetros usados na relação de escala  $Y_{500} - M_{500}$  (3.5)-(3.6).

Parâmetro	Valor
$\log Y_*$	$-0.19 \pm 0.02$
$\alpha$	$1.79 \pm 0.08$
$\beta$	$0.66 \pm 0.50$
$\sigma_{\ln Y}$	$0.173 \pm 0.023$
$1 - b$	$0.8[-0.1, +0.2]$

A expressão (3.5) foi inferida a partir de observações da dinâmica de galáxias, de emissão em raio X e de lentes gravitacionais. Os detalhes da dedução desta relação são dados no Apêndice A de ([Planck Collaboration, 2014](#)).

Adota-se uma distribuição log-normal para  $Y_{500}$  em torno do seu valor médio  $\bar{Y}_{500}$ :

$$P(\ln Y_{500} | M_{500}, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\ln Y}} \exp\left(-\frac{\ln^2(Y_{500}/\bar{Y}_{500})}{2\sigma_{\ln Y}^2}\right). \quad (3.6)$$

O *redshift* do aglomerado  $z$  pode ser estimado por diversas técnicas consistentemente mais apuradas do que sua massa. Assim, nas simulações do Capítulo 4 usa-se (3.5)-(3.6) para converter  $Y_{500}$  em  $M_{500}$  e vice-versa, supondo-se  $z$  conhecido.

Com relação à função de seleção, existem diversos fatores que implicam na detecção ou não de um aglomerado para o catálogo PSZ2 ([Planck Collaboration, 2016b](#)). Neste texto, considera-se de forma bastante simplificada a questão a partir apenas de  $Y_{500}$ , sem levar em conta outros aspectos como a morfologia do aglomerado, sua posição no céu ou a relação sinal-ruído das medições. Especificamente, considera-se a curva da Figura 3.6 que mostra que a probabilidade de detecção de um aglomerado começa a ser significativa

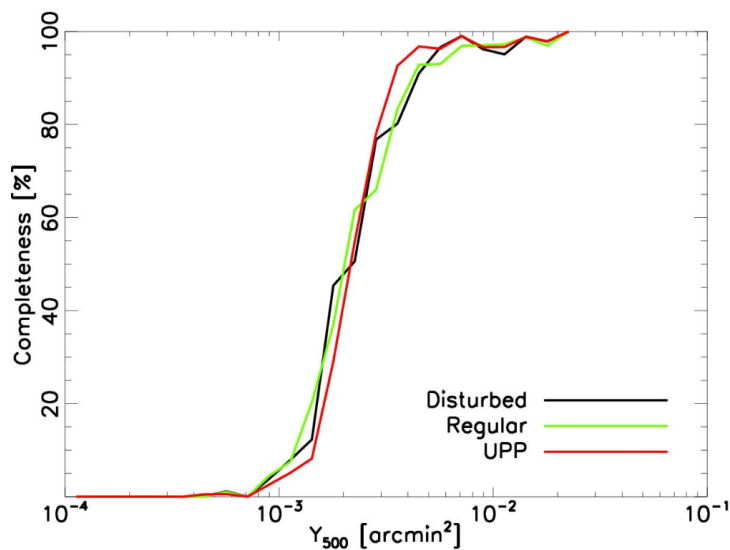


Figura 3.6: Porcentual de aglomerados detectados pelo Planck em função de  $Y_{500}$ , de acordo com a morfologia do aglomerado. Fonte:([Planck Collaboration, 2016b](#)).

para  $Y_{500} > 10^{-3}$  arcmin<sup>2</sup> e torna-se quase certa para  $Y_{500} > 10^{-2}$  arcmin<sup>2</sup>. Esta curva é aproximada por uma sigmóide nas simulações do Capítulo 4.

O catálogo PSZ2 construído com fontes detectadas em 29 meses de missão conta com

$$\boxed{N_{PSZ2} = 1653 \text{ detecções}}, \quad (3.7)$$

das quais 1203 confirmadas com outros dados externos ([Planck Collaboration, 2016b](#)).

Verificar se este número de detecções é compatível com o modelo cosmológico e de crescimento de estruturas do TG-1 e discutido no Capítulo 2 é o objetivo principal do TG-2 e discutido em detalhes no próximo capítulo.

## Capítulo 4

---

# Resultados: Geração de um catálogo sintético de aglomerados e um estudo de sua detecção pelo efeito SZ

---

Neste capítulo descreve-se os principais resultados do TG-2. Começa-se pela geração sintética de um conjunto de aglomerados atendendo os modelos descritos no Capítulo 2. Em seguida, passa-se a simular a detecção destes aglomerados pelo efeito SZ e compara-se com os resultados do catálogo PSZ2.

A geração de amostras a partir de uma função densidade de probabilidades (FDP) foi feita utilizando-se o método de Monte Carlo (Ishak, 2017). Todos os gráficos de FDPs e histogramas apresentados estão normalizados de forma a ter área unitária. Um notebook Colab que gera todas as figuras apresentadas neste capítulo está disponível neste [link](#).

### 4.1 Um catálogo sintético de aglomerados

No TG-1 e na revisão feita no Capítulo 2, mostrou-se que a (2.1) da página 7 fornece o número de aglomerados num ângulo sólido  $\Omega_{\text{sky}}$  a partir de uma integração em  $dz$  e  $d \ln M$ . Desta forma, o integrando

$$f(z, M_{500}) = \left( \frac{dn}{d \ln M_{500}} \right) \left( \frac{cr^2(z)}{H(z)} \right) \quad (4.1)$$

pode ser interpretado como uma FDP não normalizada. Ou seja,  $f(z^*, M_{500}^*) dz dM_{500}$  é proporcional à probabilidade de existir um aglomerado com *redshift* no intervalo  $[z^*, z^* + dz]$  com massa satisfazendo  $M_{500} \in [M_{500}^*, M_{500}^* + dM_{500}]$ .

Relembrando e reforçando a notação vista no Capítulo 2,  $\left(\frac{dn}{d \ln M_{500}}\right)$  é a HMF de Tinker et al. (2008),  $r(z)$  é a distância comóvel do aglomerado e  $H(z)$  o parâmetro de Hubble. Todas essas grandezas são calculadas aqui usando funções do COLOSSUS e os parâmetros cosmológicos descritos na Seção 1.2.

Para uma massa fixa,  $M_{500} = M_{500}^*$ , a (4.1) representa uma FDP não normalizada para o *redshift* dos aglomerados com esta massa. Por exemplo, esta FDP normalizada para  $M_{500} = 10^{14} M_{\odot}$  e um histograma de  $10^4$  aglomerados gerados a partir dela são mostrados na Figura 4.1(a). Como esperado das curvas da Figura 2.2 da página 8, grande parte dos aglomerados encontra-se na região  $z = 0.5$ . A probabilidade de um aglomerado com  $M = 10^{14} M_{\odot}$  ter  $z > 2$  é praticamente nula.

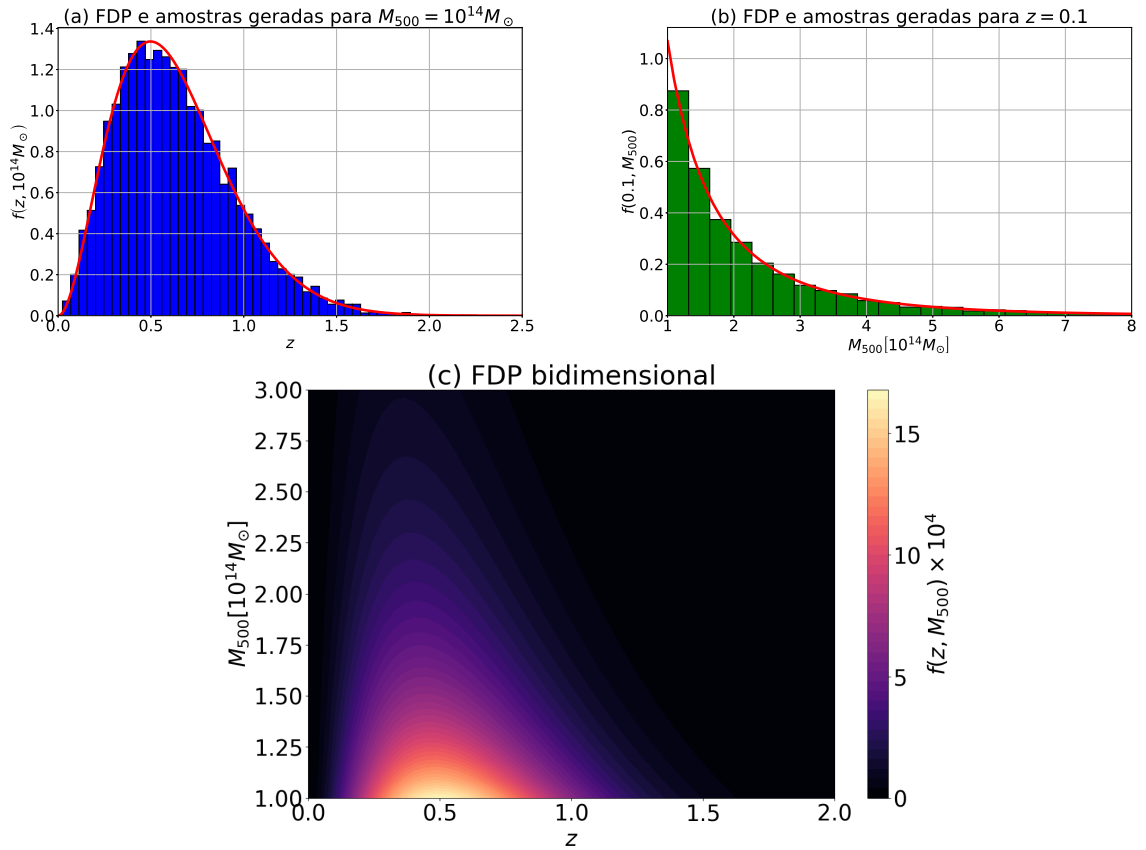


Figura 4.1: (a) FDP de  $z$  e histograma de  $10^4$  aglomerados gerados com  $M_{500} = 10^{14} M_{\odot}$ ; (b) FDP de  $M_{500}$  e histograma de  $10^4$  aglomerados gerados para  $z = 0.1$ ; (c) Mapa de calor da FDP bidimensional  $f(z, M_{500})$ .

Para um *redshift* fixo  $z = z^*$ , a (4.1) representa uma FDP não normalizada para  $M_{500}$  em  $z = z_*$ . Porém, neste caso há uma diferença relevante:  $f(z, M_{500})$  diverge para  $M_{500}$  pequena e, portanto, não é normalizável quando se considera todos os valores possíveis para  $M_{500}$ . Assim, neste trabalho, considerou-se sempre  $M_{500} > 10^{14} M_{\odot}$  e FDP foi normalizada considerando este intervalo. Esta massa mínima foi escolhida porque quase todos os aglomerados em PSZ2 estão nesta faixa [Planck Collaboration \(2016b\)](#).

Como um exemplo, a FDP normalizada para  $z^* = 0.1$  e um histograma de  $10^4$  aglomerados gerados a partir dela são mostrados na Figura 4.1(b). Como esperado das curvas da HMF da Figura 2.1 da página 7, mesmo em *redshift* baixo há uma concentração dos aglomerados nas massas mais baixas.

Finalmente, pode-se considerar  $f(z, M_{500})$  como uma FDP de duas variáveis. Na Figura 4.1(c) mostra-se esta FDP bidimensional representada como um mapa de calor no plano  $M_{500} \times z$ .

Usando-se então  $f(z, M_{500})$ , pode-se então gerar um catálogo sintético de aglomerados definidos pelo seu *redshift*  $z$  e pela sua massa  $M_{500}$ .

Na Seção 2.2, concluiu-se que os modelos cosmológicos e de crescimento de estruturas prevêm em torno de  $N_T = 2.23 \times 10^5$  aglomerados com massa maior do que  $M_{500} > 10^{14} M_{\odot}$  (vide (2.4)). Utilizou-se assim a FDP bidimensional para gerar um catálogo sintético com este número total de aglomerados. A posição de todos eles num plano  $M_{500} \times z$  é mostrada na Figura 4.2.

Para dar uma perspectiva espacial destes aglomerados, na Figura 4.3 mostra-se num gráfico polar uma amostra aleatória de  $10^4$  destes aglomerados espalhados uniformemente em ângulo. O raio da posição do aglomerado corresponde à sua distância de luminosidade em megaparsecs e as cores representam sua massa.

Na Seção 4.2 é simulada a detecção desta população pelo efeito SZ, podendo-se, então, compará-la com os dados do catálogo PSZ2.

## 4.2 Simulando a detecção de aglomerados pelo efeito SZ

A relação de escala (3.5) usada pela [Planck Collaboration \(2014, 2016a\)](#) pode ser usada para obter o sinal SZ integrado  $\bar{Y}_{500}$  para cada uma das amostras da população sintética.

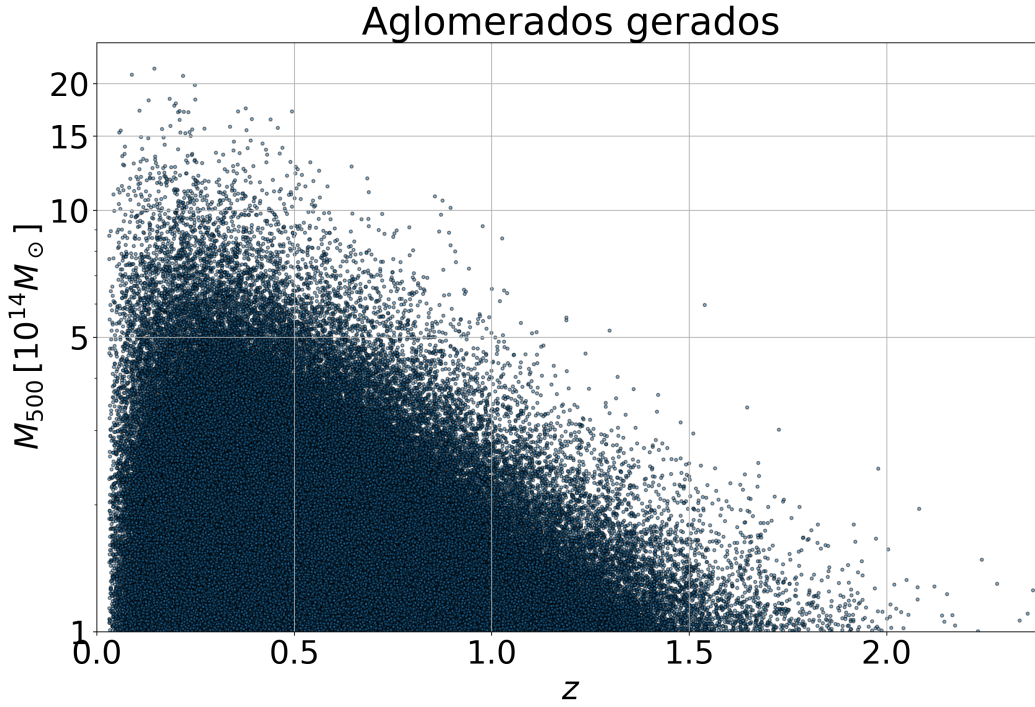


Figura 4.2: Localização no plano  $M_{500} \times z$  de conjunto sintético de  $N_T = 2.23 \times 10^5$  aglomerados.

Isolando  $\bar{Y}_{500}$  em (3.5), obtém-se

$$\bar{Y}_{500} = 10^4 E(z)^\beta \left(\frac{h}{0.7}\right)^{\alpha-2} \left(\frac{1-b}{6}\right)^\alpha \left(\log_{10}\left(\frac{M_{500}}{M_\odot}\right) - 14\right)^\alpha D_a(z)^{-2} Y_*, \quad (4.2)$$

em que todos os parâmetros são dados na Tabela 3.1.

Então, utilizando-se a distribuição log-normal (3.6), obtém-se uma amostra de  $Y_{500}$  para cada aglomerado da população. Na Figura 4.4 mostra-se o histograma e o boxplot de uma realização dos valores de  $Y_{500}$  para os  $N_T$  aglomerados do catálogo sintético.

Este sinal integrado  $Y_{500}$  é detectado pelo Planck, de forma simplificada, por uma função de seleção na forma mostrada na Figura 3.6 da página 18 (Planck Collaboration, 2016b). Para simular esta detecção, utiliza-se uma função sigmoïdal da forma

$$P[\text{detecta}] = \frac{1}{1 + \exp(-k(\log_{10}(Y_{500}^*) - \log_{10}(Y_{500})))} \quad (4.3)$$

com  $k = 8$  e  $Y_{500}^* = 2 \cdot 10^{-3}$  para a probabilidade de detecção  $P[\text{detecta}]$ . Esta curva é mostrada na Figura 4.5 e pode ser comparada com a Figura 3.6.

Do histograma e boxplot da Figura 4.4, percebe-se que apenas uma pequena fração dos aglomerados possui  $Y_{500}$  suficientemente alta para ser detectada. De (4.2) é fácil ver que

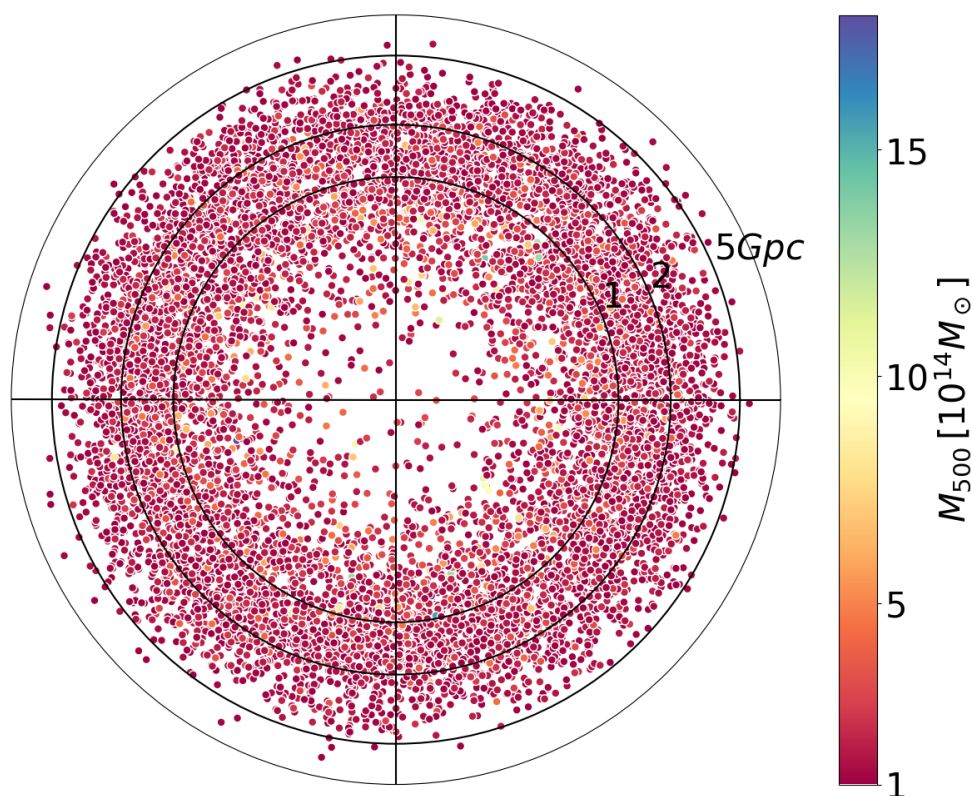


Figura 4.3: Distribuição em diagrama polar de um subconjunto de  $10^4$  aglomerados do catálogo sintético gerado.

estes estarão entre os aglomerados mais massivos e com menor distância angular, ou seja, menor  $z$  já que estes são os que geram os maiores valores de  $\bar{Y}_{500}$ .

Aplica-se então a função de seleção ao catálogo sintético de aglomerados. Note-se que como tanto a relação de escala quanto a função de seleção envolvem probabilidades, o número de aglomerados detectados  $N_{\text{detect}}$  previstos pelo modelo é uma variável aleatória, mesmo fixando-se o catálogo sintético de aglomerados.

Na Figura 4.6 mostra-se um exemplo de histograma e boxplot de  $Y_{500}$  de uma realização dos aglomerados detectados. Já na Figura 4.7 mostram-se, para a mesma realização, a posição dos aglomerados detectados no plano  $M_{500} \times z$  do catálogo sintético. Nota-se que uma pequena parcela apenas dos aglomerados é detectada, todos com  $z < 1$ .

A partir dos valores de  $Y_{500}$  detectados, pode-se simular a estimação de  $M_{500}$  utilizando novamente (3.5), supondo-se que o valor de  $z$  do aglomerado foi obtido por outra técnica. Por exemplo, pode-se usar nesta determinação uma combinação do efeito SZ com a emissão em raio-X do aglomerado, veja (Schneider, 2015, p.309).

Na Figura 4.8(a) mostra-se o resultado da estimação de  $M_{500}$  para os valores de  $Y_{500}$  de



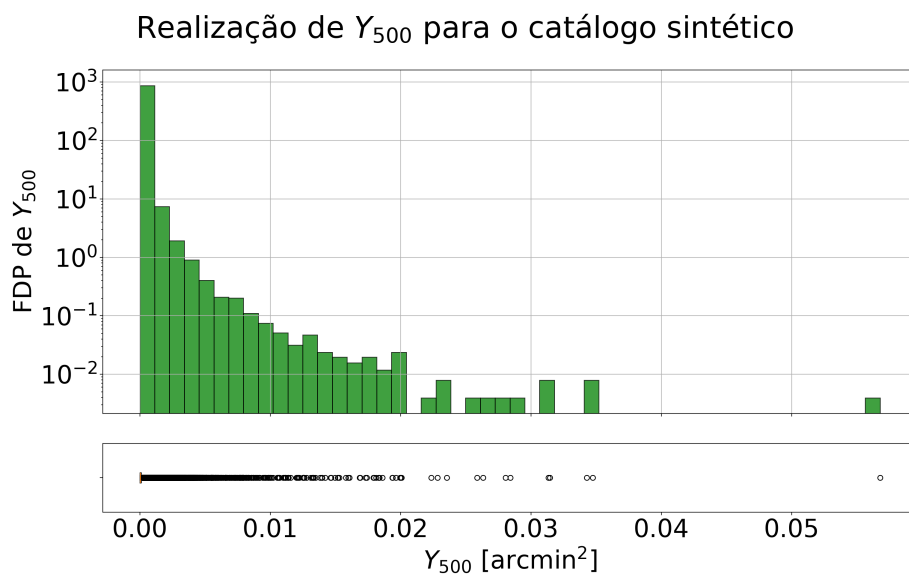


Figura 4.4: Histograma (em escala logarítmica) e boxplot de uma realização dos valores do sinal SZ integrado  $Y_{500}$  para os aglomerados do catálogo sintético gerado.

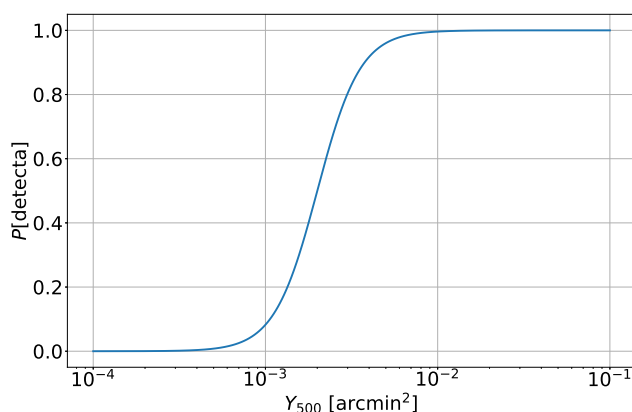


Figura 4.5: Função de seleção sigmoidal usada na simulação de detecção.

uma realização. Os valores do catálogo são mostrados com marcadores pretos e as massas reconstruídas com marcadores vermelhos. Devido à aleatoriedade presente na relação de escala (veja (3.6)), as discrepâncias são consideráveis, chegando-se até a um fator 2.

Na Figura 4.8(b) apresenta-se gráfico equivalente de [Planck Collaboration \(2016b\)](#) mostrando as estimativas de massa dos 1094 aglomerados de fato detectados pelo Planck para os quais se conhece o *redshift*. Neste caso, as cores distinguem os dados que já haviam sido detectados pelo PSZ1 e as novas detecções do PSZ2. As regiões ocupadas pelos aglomerados nos dois gráficos guardam semelhanças. Porém, nas detecções do catálogo sintético parece haver um excesso de aglomerados massivos ( $M_{500} > 10^{15} M_{\odot}$ ) e uma redução no

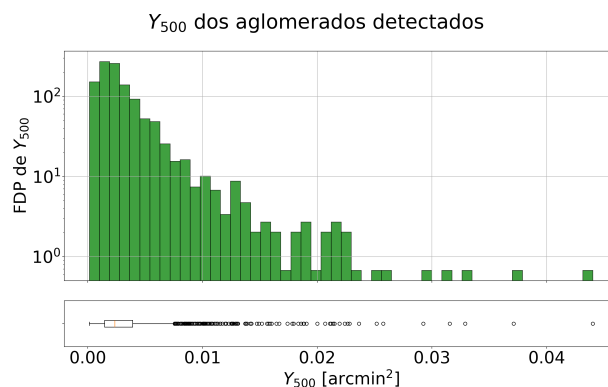


Figura 4.6: Histograma (em escala logarítmica) e boxplot do sinal SZ integrado  $Y_{500}$  para os aglomerados detectados.

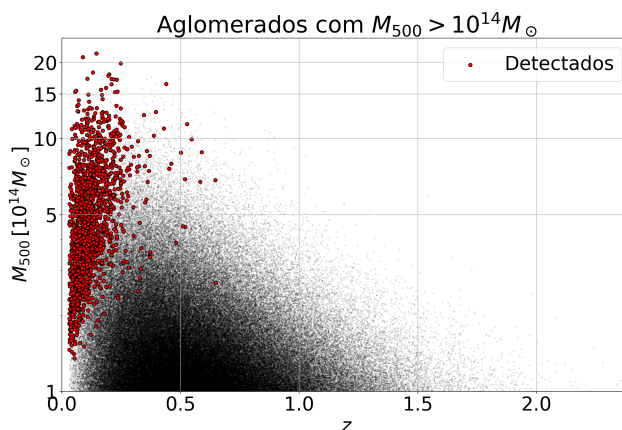


Figura 4.7: Localização no plano  $M_{500} \times z$  de conjunto sintético destacando-se em vermelho os que foram detectados nesta realização que totalizam 1680 aglomerados.

número de aglomerados com *redshift* mais alto em relação aos do PSZ2. Essas diferenças podem ter sido causadas ou por imprecisões no modelo de crescimento de estruturas, ou pelas simplificações utilizadas para simular a detecção de  $Y_{500}$  pelo Planck ou ainda serem simplesmente causadas por flutuações estatísticas na geração do catálogo sintético. Analisar essas diferenças é assunto relevante para um trabalho futuro.

Como a relação de escala e a função de seleção são estocásticas, pode-se aplicar análises estatísticas para uma melhor caracterização do conjunto de aglomerados detectados.

Para tanto, a partir do catálogo sintético inicial, aplicou-se a relação de escala (4.2)-(3.6)  $10^4$  vezes. Para cada aglomerado de cada conjunto aplicou-se então a função de seleção considerando-o detectado ou não com a probabilidade dada por (4.3). Assim, para cada um dos conjuntos de  $Y_{500}$  obteve-se o número de aglomerados detectados  $N_{detect}$ .

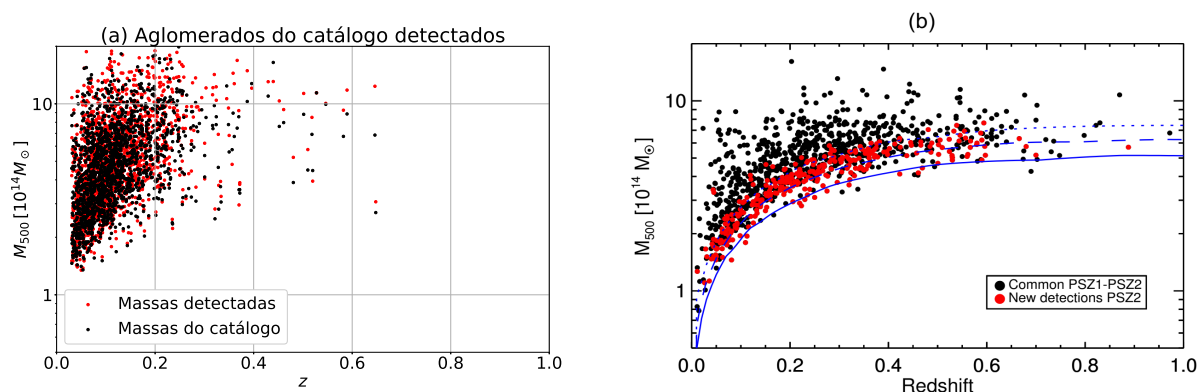


Figura 4.8: (a) Massas obtidas a partir dos valores de  $Y_{500}$  dos aglomerados detectados (em vermelho). Nesta realização foram detectados 1680 aglomerados. Em preto, as massas originais do catálogo sintético; (b) gráfico similar para aglomerados do PSZ2. Constantam 1094 aglomerados detectados que possuem *redshift* conhecidos. Neste caso, as cores distinguem os dados que já haviam sido detectados pelo PSZ1 e as novas detecções do PSZ2. Fonte: (Planck Collaboration, 2016b).

Procedendo desta forma, chegou-se a um número médio de

$$N_{\text{detect}} = 1695 \pm 27 \text{ detecções}, \quad (4.4)$$

comparável às  $N_{PSZ2} = 1653$  detecções do Planck (3.7). Na Figura 4.9 mostra-se um histograma e um boxplot de  $N_{\text{detect}}$ .

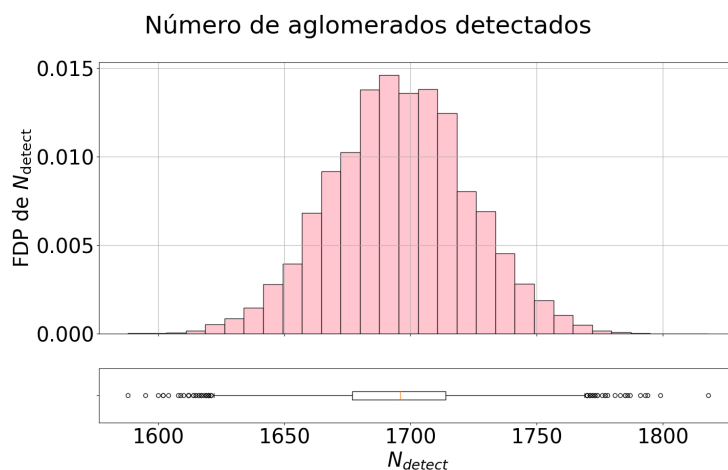


Figura 4.9: Histograma e boxplot do número de aglomerados detectados em  $10^4$  simulações da relação de escala e da função de seleção para o catálogo de aglomerados da Figura 4.2.

Obviamente, as análises apresentadas aqui são bastante simplificadas, principalmente por serem baseadas em um único catálogo sintético. Uma melhor investigação estatística necessitaria da geração de um conjunto de aglomerados e, a partir desta coleção, testar

---

hipóteses sobre a compatibilidade ou não com os resultados do PSZ2. Além disto, é necessário um estudo mais refinado da função de seleção do Planck, que envolve parâmetros além de  $Y_{500}$ , como a relação sinal-ruído, a extensão angular do efeito do aglomerado na CMB, entre outros.

Ainda assim, como produto desta exploração inicial, os resultados mostram que os modelos estudados no TG-1 e revistos no Capítulo 2 são minimamente compatíveis com observações reais, o que está em acordo com os objetivos deste TG-2.

## Capítulo 5

---

### Conclusões

---

Este TG teve como objetivo estudar modelos cosmológicos e de crescimento de grandes estruturas como halos de matéria escura visando obter previsões sobre a contagem de aglomerados de galáxias. Daí, a partir destas previsões, compará-los com observações experimentais.

A primeira parte deste trabalho, desenvolvida no TG-1, levou às previsões sucintamente revistas no Capítulo 2 desta monografia.

Na segunda parte, desenvolvida neste semestre, no TG-2, primeiramente produziu-se um catálogo sintético condizente com as massas e *redshift* previstos nos modelos estudados. Como a massa de um aglomerado não é diretamente mensurável, escolheu-se um observável utilizado nesta determinação, o efeito Sunyaev-Zeldovich (SZ) que é revisto no Capítulo 3. Neste capítulo também discute-se a relação de escala e a função de seleção usada no catálogo PSZ2 para detecção deste efeito.

No Capítulo 4 apresentam-se os resultados da aplicação da relação de escala e da função de seleção sobre um conjunto sintético de aglomerados, e os resultados são comparados ao PSZ2.

Apesar de muitas simplificações nas análises estatísticas e também na função de seleção, os resultados parecem compatíveis, chegando-se a um número de aglomerados detectados

---

bastante próximo do que de fato do PSZ2. As principais discrepâncias foram uma subdeterminação de aglomerados em *redshift* maiores e sobredeterminação de aglomerados com massas maiores do que  $M_{500} > 10^{15} M_{\odot}$ . Investigar os motivos destas discrepâncias pode ser um interessante trabalho futuro.

Por fim, gostaria de destacar que este TG, cuja elaboração estendeu-se ao longo de 2024, trouxe uma grande quantidade de novos conhecimentos agregando-se àqueles que o aluno absorveu ao longo da graduação. Entre o rol destes conhecimentos, incluem-se a simulação cosmológica computacional usando pacotes como o COLOSSUS, os modelos de crescimento de grandes estruturas e as funções de massa de halo, o método de Monte-Carlo para geração de amostras de uma função densidade de probabilidades, o efeito SZ, o detalhamento metodológico envolvido na elaboração de um catálogo profissional como os do Planck, entre vários outros. Desta forma, entendo que a elaboração deste TG cumpriu sua função.

---

## Referências Bibliográficas

---

- Aghanim N. e. a., Planck2018 results: VI. Cosmological parameters, *Astronomy & Astrophysics*, 2020, vol. 641, p. A6
- Allen S. W., Evrard A. E., Mantz A. B., *Cosmological Parameters from Observations of Galaxy Clusters*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2011, vol. 49, p. 409
- Birkinshaw M., *The Sunyaev–Zel’dovich effect*, *Physics Reports*, 1999, vol. 310, p. 97
- Bleem L. E., Stalder B., de Haan T., others *Galaxy Clusters Discovered via the Sunyaev–Zel’dovich Effect in the 2500-Square-Degree SPT-SZ Survey*, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2015, vol. 216, p. 27
- Carlstrom J. E., Holder G. P., Reese E. D., *Cosmology with the Sunyaev-Zel’dovich Effect*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2002, vol. 40, p. 643
- Cimatti A., Fraternali F., Nipoti C., *Introduction to Galaxy Formation and Evolution*. Cambridge University Press, 2019
- Diemer B., *COLOSSUS: A Python Toolkit for Cosmology, Large-scale Structure, and Dark Matter Halos*, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2018, vol. 239, p. 35
- Hilton M., Hasselfield M., Sifón C., Battaglia N., Aiola S., Bharadwaj V., Bond J. R., Choi S. K., Crichton D., Datta R., Devlin M. J., Dunkley J., Dünner R., Gallardo P. A., Gralla M., Hincks A. D., Ho S.-P. P., Hubmayr J., Huffenberger K. M., Hughes

- J. P., Koopman B. J., Kosowsky A., Louis T., Madhavacheril M. S., Marriage T. A., Maurin L., McMahon J., Miyatake H., Moodley K., Næss S., Nati F., Newburgh L., Niemack M. D., Oguri M., Page L. A., Partridge B., Schmitt B. L., Sievers J., Spergel D. N., Staggs S. T., Trac H., Engelen A. v., Vavagiakis E. M., Wollack E. J., The Atacama Cosmology Telescope: The Two-season ACTPol Sunyaev–Zel’dovich Effect Selected Cluster Catalog, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2018, vol. 235, p. 20
- Hogg D. W., , 1999 Distance measures in cosmology
- Horvath J. E., *Astrofísica de Altas Energias*. Edusp, 2020
- Huterer D., Growth of cosmic structure, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 2023, vol. 31, p. 2
- Ishak B., *Statistics, data mining, and machine learning in astronomy: a practical Python guide for the analysis of survey data*, by Željko Ivezić, Andrew J. Connolly, Jacob T. VanderPlas and Alexander Gray, *Contemporary Physics*, 2017, vol. 58, p. 99
- Longair M. S., *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 2011
- McClintock T., Rozo E., Becker M. R., DeRose J., Mao Y.-Y., McLaughlin S., Tinker J. L., Wechsler R. H., Zhai Z., The Aemulus Project. II. Emulating the Halo Mass Function, *The Astrophysical Journal*, 2019, vol. 872, p. 53
- Mo H., van den Bosch F., White S., *Galaxy Formation and Evolution*. Cambridge University Press, 2010
- Planck Collaboration Planck 2013 results. XX. Cosmology from Sunyaev–Zeldovich cluster counts, *Astronomy & Astrophysics*, 2014, vol. 571, p. A20
- Planck Collaboration Planck 2015 results - XXIV. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts, *A&A*, 2016a, vol. 594, p. A24
- Planck Collaboration Planck 2015 results - XXVII. The second Planck catalogue of Sunyaev-Zeldovich sources, *A&A*, 2016b, vol. 594, p. A27
- Ruiz E. J., Huterer D., Testing the dark energy consistency with geometry and growth, *Physical Review D*, 2015, vol. 91, p. 63009



---

Ryden B., Introduction to Cosmology. Cambridge University Press, 2016

Schneider P., Extragalactic Astronomy and Cosmology. Springer Berlin Heidelberg Berlin, Heidelberg, 2015

Sunyaev R. A., Zeldovich Y. B., Small-scale fluctuations of relic radiation, Astrophysics and Space Science, 1970, vol. 7, p. 3

Tinker J., Kravtsov A. V., Klypin A., Abazajian K., Warren M., Yepes G., Gottlöber S., Holz D. E., Toward a Halo Mass Function for Precision Cosmology: The Limits of Universality, The Astrophysical Journal, 2008, vol. 688, p. 709

Weinberg D. H., Mortonson M. J., Eisenstein D. J., Hirata C., Riess A. G., Rozo E., Observational probes of cosmic acceleration, Physics Reports, 2013, vol. 530, p. 87