



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m19/2015/02.02.13.40-TDI

**ESTIMADOR DE NÃO GAUSSIANIDADE NA
RADIAÇÃO CÓSMICA DE FUNDO E SIMULAÇÕES
PARA A MISSÃO OLIMPO**

Camila Paiva Novaes

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza, aprovada em 27 de fevereiro de 2015.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3HSE7T8>>

INPE
São José dos Campos
2015

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

**COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO
DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):****Presidente:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Amauri Silva Montes - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espaciais (ETE)

Dr. André de Castro Milone - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas
(CEA)

Dr. Joaquim José Barroso de Castro - Centro de Tecnologias Espaciais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos
(CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Duca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação
(SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Marcelo de Castro Pazos - Serviço de Informação e Documentação (SID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m19/2015/02.02.13.40-TDI

**ESTIMADOR DE NÃO GAUSSIANIDADE NA
RADIAÇÃO CÓSMICA DE FUNDO E SIMULAÇÕES
PARA A MISSÃO OLIMPO**

Camila Paiva Novaes

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza, aprovada em 27 de fevereiro de 2015.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3HSE7T8>>

INPE
São José dos Campos
2015

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Novaes, Camila Paiva Novaes.

N856e Estimador de não gaussianidade na radiação cósmica de fundo e simulações para a missão OLIMPO / Camila Paiva Novaes. – São José dos Campos : INPE, 2015.

xxvii + 194 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2015/02.02.13.40-TDI)

Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2015.

Orientador : Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza.

1. RCF. 2. Aglomerados de galáxias. 3. Efeito Sunyaev-Zel'Dovich. 4. Não gaussianidade. I.Título.

CDU 523:165:539.1




Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Doutor(a)** em
Astrofísica

Dr. Oswaldo Duarte Miranda



Presidente / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza



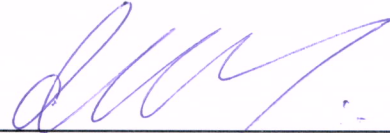
Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Thyrso Villela Neto



Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Dennis Fernandes Alves Bessada



Membro da Banca / UNIFESP / Diadema - SP

Dr. Armando Bartolome Bernui Leo



Convidado(a) / ON / Rio de Janeiro - RJ

Dr. Luis Raul Weber Abramo



Convidado(a) / IFUSP / São Paulo - SP

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

Aluno (a): **Camila Paiva Novaes**

São José dos Campos, 27 de Fevereiro de 2015

*“Se as coisas são inatingíveis... ora!
Não é motivo para não querê-las...
Que tristes os caminhos, se não fora
A presença distante das estrelas!”*

MÁRIO QUINTANA

*As Meus Pais, Neia e Donizette,
e ao meu noivo, Claudio.*

AGRADECIMENTOS

Sempre há pessoas especiais que contribuíram para tornar nossas conquistas possíveis. Neste momento tão importante em minha vida não seria diferente, e sou grata a Deus por colocar todas elas em meu caminho. Por isso agradeço sinceramente ...

A minha família, pela confiança, apoio e amor que me dedicaram durante toda a minha vida, e em especial minha mãe, meu pilar de sempre. Por mais que eu tentasse não encontraria palavras para descrever todo sentimento de gratidão e amor por vocês.

Ao meu noivo Claudio Faustino, pela imensa dedicação e apoio todos estes anos, e, em especial, por todas as discussões e verdadeiras “aulas”, fundamentais para o desenvolvimento do meu trabalho. Obrigada pela força, por cuidar de mim, aguentar minhas reclamações e pela paciência (quase exaurida) durante o ano em que estive fora.

Aos meus amigos no INPE, Mariana Chinaglia, eternamente insubstituível, Manuel Castro, Pedro Moraes, Mariana Cunha, Eunice Bezerra e Mariana Penna, e aos amigos que pude fazer durante minha experiência no exterior, Sheyse Martins, Danniele Buzi e Maria Salatino, agradeço a vocês pelo companheirismo sempre.

Ao amigo Armando Bernuí, meu orientador “extraoficial”, pelas inúmeras discussões e grande contribuição para o desenvolvimento do meu trabalho. E ao Ivan Ferreira, pelas discussões.

Ao meu orientador e amigo Alexandre Wuensche, pela confiança (até um pouco demais) e por me aguentar durante tantos anos. Sentirei sua falta.

Aos professores Paolo de Bernardis e Silvia Masi, da Universidade de Roma “La Sapienza”, pela preciosa colaboração para o desenvolvimento de parte do meu trabalho de doutorado.

Aos funcionários do INPE com quem convivo há anos, em especial ao Alan, que, juntamente ao Manuel e Eunice, paravam seus trabalhos a qualquer momento para ligar meu computador sempre que precisava, e à Valéria e Conceição, por toda ajuda e dedicação.

Aos professores Armando Bernuí, Raul Abramo, Dennis Bessada, Oswaldo Miranda e Thyrso Villela por aceitarem participar da minha banca de defesa de tese.

A todos os professores, que contribuíram para minha formação, aos colegas, e todas as pessoas com quem tenho convivido e que contribuíram de alguma forma para realização deste trabalho.

Por fim agradeço à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo apoio financeiro.

RESUMO

O campo de flutuações de temperatura da Radiação Cósmica de Fundo (RCF) está diretamente relacionado às flutuações primordiais de densidade que deram origem às estruturas cosmológicas. A análise da RCF e a procura por desvios da condição Gaussiana, prevista no modelo cosmológico padrão, são essenciais para a compreensão do universo primordial e para o fortalecimento das bases da cosmologia moderna. No entanto, existem processos secundários de produção de flutuações de temperatura que podem mascarar o sinal primordial da RCF, dificultando o estudo de suas propriedades intrínsecas, como é o caso do efeito Sunyaev-Zel'dovich (SZ). Além de sua importância intrínseca para o estudo da RCF, medidas combinadas do efeito SZ, cujo perfil característico é medido entre 30 e 400 GHz, aproximadamente, e em outros comprimentos de onda também podem ser usadas para obter informações cosmológicas. Este trabalho contribui para um melhor entendimento do sinal primário ao estudar possíveis desvios primordiais da condição Gaussiana em mapas da RCF produzidos pelo satélite Planck, e estuda o potencial do telescópio OLIMPO, desenvolvido pelo grupo de cosmologia da Universidade de Roma “La Sapienza”, de detectar o efeito SZ e usar os resultados para estimar parâmetros cosmológicos com confiabilidade. O primeiro tema consistiu no desenvolvimento de um estimador baseado na combinação de duas ferramentas estatísticas que têm se mostrado bastante sensíveis a pequenos desvios de Gaussianidade em mapas da RCF: os Funcionais de Minkowski (FMs), já amplamente utilizados no estudo de sinais não-Gaussianos, e as Redes Neurais Artificiais (RNs), designadas para identificar padrões característicos em conjuntos de dados. O estimador foi testado em diferentes condições, de forma a otimizar o uso das RNs, levando a uma melhor atuação destas ao discriminar entre sinais primários e secundários. Além disso, testes em dados sintéticos mostraram uma eficiência de 95% do estimador ao identificar o grau de não-Gaussianidade destes mapas. Por fim, os resultados obtidos para o desvio de Gaussianidade nos dados do Planck indicam que $f_{NL} = 44 \pm 14$, com 2σ de confiabilidade, estando em concordância com resultados recentes obtidos pelas colaborações Planck e WMAP. O segundo tema corresponde ao estágio sanduíche desenvolvido em colaboração com o grupo de Cosmologia da Universidade de Roma “La Sapienza”, visando ajudar na preparação para a missão do telescópio OLIMPO, um instrumento projetado para estudar o efeito SZ, operando em quatro bandas de frequência com elevada sensibilidade. A principal contribuição para a missão foi a análise do potencial de medidas fotométricas e espectroscópicas do OLIMPO para a estimativa de parâmetros de aglomerados. Nós realizamos simulações de medidas espectroscópicas e fotométricas da linha de visada que atravessa um dos aglomerados de galáxias escolhidos para observação do instrumento. Utilizando cada tipo de simulação individualmente e combinadas, nós concluímos que, como esperado, simulações espectroscópicas apresentam uma performance superior, permitindo a estimativa de um conjunto maior de parâmetros de aglomerados e sendo mais precisas na estimativa de alguns deles. Além disso, a combinação de simulações espectroscópicas e fotométricas pode ainda melhorar a estimativa de alguns parâmetros.

Palavras-chave: RCF. Aglomerados de Galáxias. Efeito Sunyaev-Zel'dovich. Não-Gaussianidade.

ESTIMATOR OF NON-GAUSSIANITY IN THE COSMIC BACKGROUND RADIATION AND SIMULATIONS FOR THE OLIMPO MISSION

ABSTRACT

The temperature fluctuations field of the Cosmic Microwave Background (CMB) Radiation is directly related to the primordial density fluctuations which gave rise to the cosmological structures. The analysis of the CMB and the search for deviations from the Gaussian condition, assumed in the standard cosmological model, are essential to understand the early universe and to strengthen the foundations of modern cosmology. However, there are processes that generate secondary temperature fluctuations that may mask the CMB primary signal, such as the Sunyaev-Zeldovich effect (SZ). In addition to its intrinsic importance for the study of CMB, the SZ effect, whose characteristic profile is measured between 30 and 400 GHz, combined to measurements in other wavelengths, can also be used to obtain cosmological information. This work contributes to a better understanding of the primary signal when studying possible primordial deviations from the Gaussian condition in CMB maps produced by the Planck satellite, and studies the potential of the OLIMPO telescope, developed by the cosmology group at the University of Rome “La Sapienza”, to detect the SZ effect and use the results to estimate cosmological parameters reliably. The first topic was the development of an estimator based on the combination of two statistical tools that have been very sensitive to small deviations of Gaussianity in CMB maps: the Minkowski Functionals (MFs), already widely used in the study of non-Gaussian signals, and Artificial Neural Networks (NNs), designed to identify characteristic patterns in data sets. The estimator was tested under different conditions in order to optimize the use of the NNs, leading to its better performance in discriminating between primary and secondary signals. In addition, tests on synthetic data showed an efficiency of 95% of the estimator in identifying the degree of non-Gaussianity of these maps. Finally, the results obtained for the Gaussian deviation in the Planck data indicate that $f_{NL} = 44 \pm 14$, with 2σ of reliability, which is in accordance with recent results obtained by Planck and WMAP collaborations. The second topic corresponds to the internship developed in collaboration with the group of cosmology at the University of Rome “La Sapienza”, aiming to help preparing for the mission of the OLIMPO telescope, an instrument designed to study the SZ effect, operating in four frequency bands with high sensitivity. The main contribution to the mission was the analysis of the potential of photometric and spectroscopic measurements of OLIMPO in estimating clusters parameters. We performed simulations of the OLIMPO spectroscopic and photometric measurements of the line-of-sight trough one of the galaxy cluster chosen to be observed by the instrument. Using each kind of simulations individually and combined, we find out that, as expected, spectroscopic simulations have a superior performance, allowing the estimative of a larger set of cluster parameters, and being more accurate in estimating some of them. Moreover, the combination of spectroscopic and photometric simulation can even improve some parameter estimates.

Keywords: CMB. Galaxy Clusters. Sunyaev-Zel’dovich effect. Non-Gaussianity.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>	
1.1	Espectro da RCF medido por diversos instrumentos, entre eles o FIRAS/COBE, descrevendo muito bem um espectro de corpo negro a 2,7 K.	2
1.2	Mapas das anisotropias da RCF obtidas pelos satélites DMR/COBE (acima à esquerda), WMAP-9 (nove anos de observação - acima à direita) e Planck (abaixo), respectivamente da esquerda para a direita. . .	3
1.3	Espectro de potência angular das flutuações de temperatura da RCF resultante da análise dos dados do Satélite Planck ($D_\ell = \ell(\ell + 1)C_\ell/2\pi$). As barras de erro são indicadas pela região verde em torno do melhor ajuste do modelo Λ CDM, dado pela linha verde escura.	4
2.1	Ilustração da compressão do fluido devido ao efeito do potencial gravitacional (esquerda) e a resistência da pressão de fótons (direita) em um sistema dominado por fótons. Ao centro são representados graficamente os picos harmônicos resultantes destas oscilações acústicas.	17
2.2	Representação de um sistema bárion-fóton, quando a quantidade de bárions aumenta elevando o potencial gravitacional. Isso resulta em uma maior compressão do fluido, aumentando ainda mais o conteúdo de bárions e deslocando o ponto de equilíbrio (centro).	19
2.3	Dependência do espectro de potência da RCF com quatro dos parâmetros cosmológicos fundamentais: (a) a curvatura, quantificada pelo parâmetro de densidade total Ω_{tot} , (b) a energia escura, quantificada pelo parâmetro cosmológico Ω_Λ , (c) a densidade de bárions $\Omega_b h^2$ e (d) a densidade de matéria $\Omega_m h^2$. Os gráficos mostram variações a partir de um modelo fiducial com $\Omega_{tot} = 1$, $\Omega_\Lambda = 0,65$, $\Omega_b h^2 = 0,02$, $\Omega_m h^2 = 0,147$, índice espectral $n_s = 1$, redshift de reionização $z_{ri} = 0$ e escala de energia da inflação $E_i = 0$	21
2.4	Ilustração de como as flutuações de densidade se distribuem no universo em diferentes locais. As medidas mais precisas são resultados do Sloan Digital Sky Survey (SDSS) e representadas por pontos pretos. Estes resultados, assim como outras medidas cosmológicas, representadas pelos símbolos em verde, rosa e vermelho, estão de acordo com a previsão teórica, dada pela curva azul, para um universo composto por 5% de átomos, 25% matéria escura e 70% energia escura.	26

2.5	Solução do problema do horizonte devido à evolução do raio de Hubble em um universo inflacionário. Esquerda: A linha azul representa a diminuição do raio comóvel de Hubble durante a inflação, e sua expansão após o término desta fase (end). O círculo exterior representa o raio inicial, que engloba a região laranja representando as interações causais. Direita: A linha vermelha representa a variação do raio comóvel de Hubble $((aH)^{-1})$, mostrando que as escalas relevantes para observações cosmológicas eram menores que este raio no universo jovem (<i>sub-horizon</i>), antes da inflação. Estas escalas saem deste raio durante a fase inflacionária (<i>super-horizon</i>) e retornam posteriormente. Esta figura também indica a fase de reaquecimento, quando a teoria padrão do <i>Big Bang</i> volta a atuar.	31
2.6	Ilustração da dinâmica do campo escalar durante a inflação. Durante a parte plana do potencial o universo expande exponencialmente, e ao atingir o mínimo do potencial ele oscila gerando partículas de radiação.	33
3.1	Representação de algumas combinações de vetores de onda ($k_3 \leq k_2 \leq k_1$) formando triângulos que caracterizam o bispectro $B_{\Phi}(k_1, k_2, k_3)$.	47
4.1	Esquerda: Sinal da RCF comparada às principais emissões <i>foreground</i> da Galáxia. Direita: Ilustração dos principais <i>foregrounds</i> da RCF, enfatizando a necessidade de uma separação eficiente destes sinais para a análise acurada do sinal primordial.	56
5.1	Propriedades matemáticas do FMs: (1) Aditividade, (2) Invariância sob movimento e (3) Continuidade condicional.	67
5.2	Mapa de céu inteiro do satélite COBE, projetado em coordenadas cilíndricas, onde são representados os contornos de mesma temperatura, ou seja, as isotermas. Os círculos fechados vermelhos e os abertos azuis representam os pontos de máximo e mínimo dentro de regiões limitadas pela isotermas, respectivamente, enquanto as estrelas verdes correspondem a pontos de “sela”.	69
5.3	Ilustração de regiões conexas em um mapa do campo de anisotropias da RCF para diferentes valores limites ($mapa > \nu_t$). σ corresponde ao desvio padrão do mapa de temperatura, este suavizado com um feixe de 5° .	69
5.4	Componentes de um neurônio artificial, como proposto por McCulloch e Pitts (1943).	73
5.5	Exemplos de função de ativação: (a) degrau, (b) sigmoïdal, (c) linear e (d) tangente hiperbólica.	74

5.6	Ilustração de classes linearmente (à esquerda) e não-linearmente (à direita) separáveis. Os quadrados cheios e abertos representam classes distintas, por exemplo \mathcal{C}_1 e \mathcal{C}_2 , e a linha pontilhada corresponde ao hiperplano dado pela Equação 5.20.	75
5.7	Ilustração de uma RN <i>perceptron</i> de multicamadas, em que cada círculo representa um neurônio.	76
5.8	Diagrama de blocos resumindo as etapas de construção do estimador.	79
6.1	Máscaras de confiança (VALMASK) correspondentes aos mapas SMICA, NILC, SEVEM e Commander-Ruler, respectivamente da esquerda para a direita.	85
6.2	Variação do número médio de acertos (acima) e do erro quadrático médio (abaixo) em relação ao tamanho do conjunto de treinamento, composto por m vetores de Perímetro.	90
6.3	Esquerda: Gráficos dos vetores de Perímetro calculados a partir de um conjunto de mapas de RCF (linhas coloridas) e a partir do mapa SMICA do Planck (linha com círculos em vermelho), após a aplicação da máscara U73. Direita: Análogo ao gráfico da esquerda, mas os vetores de Perímetro foram calculados a partir dos mesmos mapas após eles terem sido suavizados com feixe de FWHM= 3 minutos de arco.	95
6.4	Mapas simulados de emissão Galáctica (síncrotron, livre-livre e poeira) nas frequências de 70, 100, 143 e 217 GHz. Os mapas são apresentados em coordenadas galácticas.	100
6.5	Acima: Vetores de Perímetro calculados a partir de mapas sintéticos da RCF contaminados por ruído-SMICA (esquerda da Figura 6.3), à esquerda, e por emissão Galáctica residual, além da presença do ruído tipo-SMICA, à direita. O vetor calculado a partir do mapa SMICA do Planck é superposto em ambos os gráficos. Abaixo: Análogo aos gráficos de acima, mas os mapas são suavizados com um feixe de FWHM= 10 minutos de arco antes do cálculo dos vetores de Perímetro. A contaminação <i>foreground</i> considerada nestes mapas correspondem a emissões residuais na frequência de 70GHz e peso de 0.1%. A máscara utilizada em todos os mapas foi a U73.	104
6.6	Histogramas de Δf_{NL} resultantes do Teste #4.	106
6.7	Gráficos dos valores de estimados (\hat{f}_{NL}) e esperados de f_{NL} para cada classe (símbolos em cinza). Símbolos em preto correspondem a intervalos binados. A reta diagonal tracejada é a linha da igualdade, ou seja, onde $\hat{f}_{\text{NL}} = f_{\text{NL}}$	108

6.8	Histogramas dos valores de \hat{f}_{NL} (barras cinzas) e f_{NL} (<i>input</i> ; barras pretas) para cada classe.	108
7.1	Esquerda: Espectro da RCF real (linha pontilhada) e distorcido pelo efeito SZ (linha cheia). Direita: Intensidade da distorção devido aos efeitos térmico e cinemático, tendo como referência um aglomerado com temperatura de elétrons ~ 10 keV, $y \sim 10^{-4}$ e velocidade peculiar de 500 km/s. A linha pontilhada mostra o espectro da RCF escalonado por um fator de 0,0005. Ambos os gráficos mostram o decremento e incremento de intensidade induzido às flutuações da RCF para frequências menores e maiores que $\sim 218\text{GHz}$, respectivamente, em decorrência do componente térmico.	115
7.2	Esquerda: Gráfico da função espectral $g(x)$ para uma população térmica (linha cheia) e não-térmica (linha tracejada) de elétrons para uma aproximação em primeira ordem em τ_{nt} . A linha pontilhada corresponde ao valor de referência, zero. Direita: Análogo ao gráfico da esquerda mas apenas para a população não-térmica de elétrons, para uma aproximação em primeira ordem em τ_{nt} (linha cheia) e para os valores exatos de $\tau_{nt} = 1$ (linha tracejada), 0,1 (linha pontilhada) e 0.001 (linha intercalando pontos e traços).	117
7.3	Distância de diâmetro angular em função do <i>redshift</i> para $\Omega_m = 0,3$, sendo cada uma das curvas correspondente a um diferente valor de $h = H_0/(100\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1})$. Os símbolos cheios correspondem a 25 aglomerados de Filippis et al. (2005) (efeito SZ/raio X) e o aberto ao aglomerado Abell 773.	123
7.4	Medidas do efeito SZ e em raios X de aglomerados de galáxias a diferentes <i>redshifts</i> . A imagem ilustra a independência do efeito SZ com z , enquanto o sinal em raios X cai com a distância ($S_X \propto (1+z)^{-4}$).	125

7.5	Acima à esquerda: distribuição de aglomerados de galáxias do catálogo do Planck com a massa (linha preta cheia; novas detecções e previamente conhecidos) comparada à distribuição de objetos do RASS (<i>ROSAT All Sky Survey</i> , Voges et al. (1999))(linha tracejada azul). Acima à direita: distribuição de aglomerados com o <i>redshift</i> . A região hachurada em verde corresponde a objetos do catálogo do Planck observados também pelo MCXC (PIFFARETTI et al., 2011). Em ambas as figura acima a região em vermelho corresponde a novas detecções realizadas pelo Planck. Abaixo: gráfico da massa em função do <i>redshift</i> de aglomerados observados pelo Planck (círculos pretos), pelo SPT (círculos vermelhos abertos; Reichardt et al. (2013)) e pelo ACT (quadrados vermelhos abertos; Hasselfield et al. (2013)).	129
8.1	Telescópio OLIMPO.	132
8.2	Trajeto circumpolar de um instrumento a bordo de balão durante um voo de longa duração lançado da ilha de Svalbard.	133
8.3	Espectro do efeito SZ para diferentes energias do gás intraglomerado ionizado. As barras verticais referem-se às bandas de frequência do experimento OLIMPO.	134
8.4	Sistema integrado com todos os elementos óticos. Um motor move todo o sistema de espelhos e lentes para incluir ou excluir o MPI do caminho ótico do OLIMPO.	138
8.5	Mapa da emissão CO (3 → 2) onde estão destacadas as regiões usadas para estimativa da contribuição desta componente na posição do aglomerado A2219. O mapa, construído em coordenadas Galácticas, é dado em unidades de $K_{RCF}.km/s$	141
8.6	Os gráficos (a), (b) e (c) mostram o ajuste feito para cada uma das três regiões (da esquerda para a direita, respectivamente) destacadas no mapa da Figura 8.5.	141
8.7	Simulações de medidas espectroscópicas (esquerda) e fotométricas (direita) da LDV na direção de um dos aglomerados de Galáxias selecionados, com as respectivas barras de erro. A linha contínua (asteriscos) é o melhor ajuste para medidas espectroscópicas (fotométricas). As linhas pontilhada (diamantes), com pontos e traços (triângulos), de traços longos (quadrados) e tracejada correspondem ao efeito SZ térmico, poeira, RCF e componente não-térmica, respectivamente.	144

B.1	Esquema da varredura em <i>cross-elevation</i> do espelho primário. Este movimento combinado com a variação em elevação resulta na diferença <i>de</i> mostrada em verde. O esquema também mostra que o movimento de <i>B</i> para <i>C</i> , ou seja, em <i>cross-elevation</i> , não corresponde à direção azimutal.	188
B.2	Mapa mostrando o céu observável durante um voo de longa duração a partir da ilha de Svalbard. As cores falsas representam a emissão de poeira interestelar na frequência de 3000GHz. A linha branca representa zenite local do instrumento durante o voo. A linha amarela marca a posição do sol durante a época do voo. As regiões envoltas por uma linha fina branca são os possíveis locais propícios para uma realização de um <i>blind survey</i> "profundo" (região limpa propícia para busca de aglomerados desconhecidos) e de um survey Galáctico. A elevação de 40° propícia para observação das duas regiões é representada pela linha preta.	189
B.3	A área mais clara representa a região de alcance para observação do OLIMPO em coordenadas Galácticas (à esquerda) e equatoriais (à direita).	190
B.4	Mapa da região alcance do OLIMPO onde estão representadas as posições dos aglomerados presentes na antiga lista de alvos. O diâmetro de cada círculo é proporcional à amplitude do parâmetro de comptonização do objeto.	190
B.5	Representação das posições de objetos observados pelo Planck e que estão situados na região de alcance do OLIMPO. Acima, à esquerda: aglomerados previamente observados por outros instrumentos; acima, à direita: detecções feitas pelo Planck; e abaixo: candidatos a aglomerados. O tamanho de cada círculo é proporcional à amplitude do parâmetro de comptonização do objeto.	192
B.6	Gráficos dos movimentos em elevação e azimute de cada alvo selecionado, representados por linhas de diferentes cores. As linhas horizontais nos gráficos à esquerda representam os limites do movimento em elevação pelo instrumento. A linha pontilhada e contínua nos gráficos à direita representam o movimento em azimute do sol e a distância de 60° dele durante o trajeto, respectivamente.	193

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
6.1 Resultados dos testes de sensibilidade do estimador.	88
6.2 Resultados dos testes de robustez.	92
6.3 Dados simulados.	102
6.4 Resultados de testes realizados utilizando mapas contaminados por ruído tipo-SMICA.	105
6.5 Resultados de testes realizados utilizando mapas contaminados por ruído tipo-NILC, tipo-SEVEM, e tipo-Commander – Ruler.	105
6.6 Resultados da aplicação de RNs treinadas aos quatro mapas de RCF do Planck. As barras de erro correspondem a um CL de 2σ calculados a partir dos dados simulados (veja Tabelas 6.4 e 6.5).	109
6.7 Resumo dos principais testes realizados nas etapas 1 e 2.	111
8.1 Principais características do instrumento OLIMPO.	133
8.2 Comparação entre duas configurações de largura de banda (larga e estreita) na estimativa de parâmetros a partir de simulações ao longo da linha de visada na direção de um aglomerado de galáxias.	146
8.3 Parâmetros estimados a partir das simulações ao longo da linha de visada na direção de um aglomerado de galáxias. S se refere às observações espectroscópicas (4 horas de integração) e S+P à combinação de observações espectroscópicas e fotométricas (2 + 2 horas).	147
A.1 Resultados da aplicação da RN derivada do Teste #4 em conjuntos de mapas contaminados por diferentes níveis de emissão Galáctica residual. Os valores \hat{f}_{NL} foram recuperados usando a Equação 5.24.	186
B.1 Lista atualizada de alvos para o OLIMPO. Dentre eles estão objetos da antiga lista e do catálogo do Planck (aglomerados já conhecidos, descobertos pelo Planck e candidatos a aglomerados).	194

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ACT	–	<i>Atacama Cosmology Telescope</i>
CL	–	Nível de Confiabilidade (<i>Confidence Level</i>)
DFTS	–	Espectrômetro de <i>Fourier</i> Diferencial
HEALPix	–	<i>Hierarchical Equal Area iso-Latitude Pixelization</i>
LAMBDA	–	<i>Legacy Archive for Microwave Background Data Analysis</i>
LDV	–	Linha de visada
MCP	–	Modelo Cosmológico Padrão
MF	–	Funcional de Minkowski
MSE	–	Erro Quadrático Médio
NG	–	Não-Gaussianidade
OV	–	Ostriker-Vishniac
RCF	–	Radiação Cósmica de Fundo
RN	–	Rede Neural Artificial
RS	–	Rees Sciama
SNR	–	Razão Sinal-Ruído
SUE	–	Superfície de Último Espalhamento
SPT	–	<i>South Pole Telescope</i>
SWI	–	<i>Sachs-Wolfe</i> Integrado
SZ	–	Sunyaev Zel'dovich
WMAP	–	<i>Wilkinson Microwave Anisotropy Probe</i>

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 O MODELO COSMOLÓGICO PADRÃO E SEUS DESDOBRAMENTOS	11
2.1 Modelo cosmológico padrão	12
2.1.1 O arcabouço físico-matemático do modelo padrão	14
2.1.2 Flutuações de temperatura da RCF	16
2.1.3 O problema da formação de estruturas	22
2.2 Inflação	26
2.2.1 Alguns problemas em aberto no modelo cosmológico padrão	27
2.2.2 Solução dada pela hipótese da inflação	30
2.2.3 Modelo inflacionário: conceitos principais	31
2.2.4 Origem das perturbações iniciais	33
3 NÃO-GAUSSIANIDADE NA RCF	37
3.1 Não-Gaussianidade primordial	38
3.1.1 Origem adiabática de flutuações não-Gaussianas a partir da inflação	39
3.1.2 Função de correlação de n -pontos	42
3.1.3 Alguns tipos de não-Gaussianidade	46
3.2 Contaminação por NG secundária	48
3.3 Resultados recentes do uso de estimadores de NG	50
4 O PROBLEMA DOS <i>FOREGROUNDS</i>	55
4.1 Emissão Galáctica	55
4.1.1 Emissão Síncrotron	55
4.1.2 Emissão Livre-Livre	58
4.1.3 Emissão térmica de Poeira	59
4.1.4 Emissão CO	60
4.2 Fontes pontuais extragalácticas	61
4.3 Flutuações de temperatura secundárias	62
5 O ESTIMADOR DE NÃO-GAUSSIANIDADES	65
5.1 Funcionais de Minkowski	66

5.2	Redes Neurais	72
5.3	FMs como entrada para as RN	78
6	APLICAÇÕES DO ESTIMADOR	83
6.1	Mapas de RCF do satélite Planck	84
6.2	Etapa 1: Validação do estimador	86
6.2.1	Descrição dos dados utilizados	86
6.2.2	Avaliação do Estimador	87
6.2.2.1	Sensibilidade	87
6.2.2.2	Sensibilidade ao tamanho do conjunto de treinamento e à quantidade de classes	88
6.2.2.3	Efeito da contaminação por ruído inhomogêneo e o uso de máscaras	90
6.2.3	Aplicação aos mapas de RCF do Planck	93
6.2.4	Conclusões preliminares e motivação para a Etapa 2	96
6.3	Etapa 2: Estimativa do sinal não-Gaussiano em mapas de RCF do Planck	97
6.3.1	Descrição dos dados utilizados	98
6.3.1.1	Inclusão de contaminação por <i>foregrounds</i> Galácticos	98
6.3.1.2	Ruído Inhomogêneo	101
6.3.1.3	Resumo dos conjuntos de dados para teste do estimador	102
6.3.2	Testes em dados sintéticos: efeito de resíduos Galácticos	104
6.3.3	Aplicação de RNs treinadas aos mapas de RCF do Planck	108
6.3.4	Principais conclusões	110
7	O EFEITO SUNYAEV ZEL'DOVICH	113
7.1	A física do efeito SZ	113
7.1.1	Efeito SZ térmico	114
7.1.2	Efeito SZ cinemático	114
7.1.3	Efeito SZ não-térmico	116
7.2	Modelagem de aglomerados	116
7.2.1	Modelo β -isotérmico	117
7.2.2	Perfil de pressão universal	118
7.3	O Efeito SZ como ferramenta cosmológica	120
7.4	Resultados recentes	124
7.4.1	<i>South Pole Telescope</i>	125
7.4.2	Atacama Cosmology Telescope	127
7.4.3	Satélite Planck	127
8	A MISSÃO OLIMPO	131

8.1	Introdução	131
8.2	Estimativa de parâmetros de aglomerados com dados do OLIMPO	136
8.2.1	O espectrômetro	136
8.2.2	Simulações da linha de visada	139
8.2.2.1	Componentes <i>foreground</i> e os parâmetros de aglomerados	139
8.2.2.2	Contribuição da emissão de CO	140
8.2.2.3	Estimativa de erro	142
8.2.2.4	Estimativa do sinal	144
8.2.3	Resultados da análise da largura da banda	145
8.2.4	Resultados da combinação de medidas espectroscópicas e fotométricas .	146
9	RESUMO DOS RESULTADOS, CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	149
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	153
	APÊNDICE A - DESEMPENHO DO ESTIMADOR EM CENÁRIOS ADVERSOS	185
	APÊNDICE B - PLANO DE VOO PARA A MISSÃO OLIMPO	187
B.1	Definição da região de alcance	187
B.2	Atualização da lista de alvos	190

1 INTRODUÇÃO

Originada quando a temperatura do universo era ~ 3000 K, em que elétrons e prótons se combinavam para formar hidrogênio neutro num evento conhecido como recombinação, a Radiação Cósmica de Fundo (RCF) é a radiação eletromagnética mais antiga que se tem acesso. Ela fornece informações de quando o universo tinha ~ 380 mil anos, quando se deu a época do desacoplamento entre matéria e radiação, fazendo o universo transparente aos fótons desta radiação e permitindo sua livre propagação até hoje (KOLB; TURNER, 1988). Com sua descoberta em 1965 por A. Penzias e R. Wilson (PENZIAs; WILSON, 1965), ela se tornou um dos mais importantes pilares do Modelo Cosmológico Padrão (MCP), o modelo de universo que atualmente mais se adéqua às observações já realizadas, sendo, sem dúvida, um dos campos mais produtivos da cosmologia moderna.

Desde então diversos experimentos, operando no solo, a bordo de balões e no espaço, foram construídos para o estudo da RCF e dos aspectos que influenciam sua observação, como as emissões Galácticas no contínuo (síncrotron, livre-livre e de poeira) e extragalácticas (por exemplo, o efeito Sunyaev-Zel'dovich), contaminantes do seu sinal. A geração de instrumentos a bordo de satélites tem início com os experimentos russo Relikt (STRUKOV; SKULACHEV, 1984) e americano COBE (*Cosmic Background Explorer*) (SMOOT, 1990). A bordo do COBE estavam os instrumentos FIRAS (*Far Infrared Absolute Spectrophotometer*) e DMR (*Differential Microwave Radiometers*), que possibilitaram a confirmação do espectro de corpo negro da RCF (Figura 1.1), a medição de sua temperatura ($T_{RCF} = 2,725 \pm 0,010 K$) e a descoberta de flutuações de temperatura da ordem de 10^{-5} (SMOOT et al., 1992).

A década de 1990 foi extremamente ativa, com um grande número de experimentos a bordo de balão e no solo destinados a estender os resultados obtidos com a observação das anisotropias da RCF pelo COBE para escalas menores que 7° (veja, por exemplo, Devlin et al. (1994), Clapp et al. (1994), Tegmark et al. (2000)). Já a década de 2000 foi dominada pela tentativa de detecção da polarização (e.g., Kovac et al. (2002), Kogut et al. (2003), Farese et al. (2003), Montroy et al. (2003), Arnold et al. (2010) e a determinação completa do espectro das anisotropias de temperatura da RCF acima do segundo pico, a partir da combinação de dados de um importante instrumento, o satélite WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*), e outros experimentos em escalas angulares menores (LARSON et al., ; JAROSIK et al., 2011). O WMAP finalizou suas observações em agosto de 2010, disponibilizando posteriormente os dados referentes aos nove anos de operação (BENNETT et al., 2013; HINSHAW

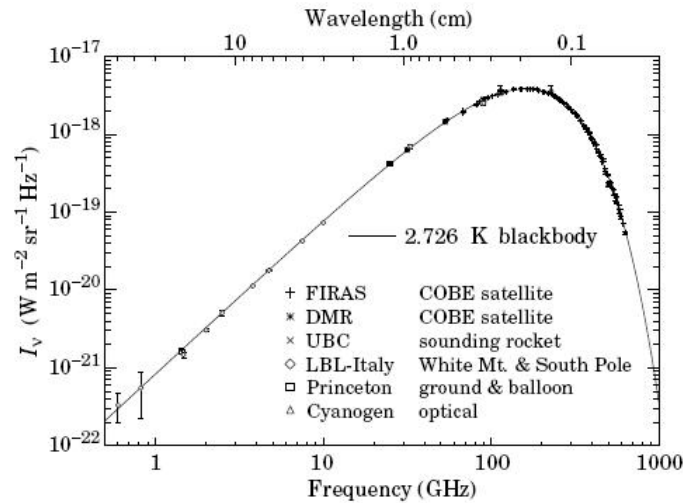


Figura 1.1 - Espectro da RCF medido por diversos instrumentos, entre eles o FIRAS/COBE, descrevendo muito bem um espectro de corpo negro a 2,7 K.

Fonte: Smoot (1997)

et al., 2013). Este instrumento permitiu a observação do céu inteiro, com resolução muito melhor que a do DMR/COBE (Figura 1.2), em cinco bandas de frequência (com medidas tanto de intensidade como de polarização), o que possibilitou a separação das anisotropias da RCF de emissões contaminantes do sinal, os chamados *foregrounds*. Outros experimentos também mediram o espectro de potência da RCF, colocaram limites em parâmetros cosmológicos e estudaram a contribuição decorrente dos *foregrounds* (MEINHOLD, 2005; O'DWYER, ; MEJÍA,).

O mais recente instrumento desenvolvido para observação do céu inteiro e destinado ao estudo da RCF é o satélite Planck (PLANCK COLLABORATION, 2014a), lançado em 2009 pela Agência Espacial Europeia (ESA). Nos anos de 2011 e 2012 os primeiros resultados da análise dos dados da missão do satélite Planck foram publicados. No início de 2013 os dados referentes a 15.5 meses de operação do instrumento foram finalmente liberados para uso público¹ (PLANCK COLLABORATION, 2014a). A alta resolução e sensibilidade do Planck e o amplo intervalo de frequências coberto (9 bandas entre 30 e 853 GHz) permitiram a estimativa de parâmetros cosmológicos com grande precisão, além de possibilitar a medição de anisotropias em diversas escalas angulares no céu todo e de forma mais precisa que outros instrumentos. O Planck ainda produziu catálogos de fontes compactas (Galácticas e extragalácticas)

¹<http://pla.esac.esa.int/pla/aio/planckProducts.html>

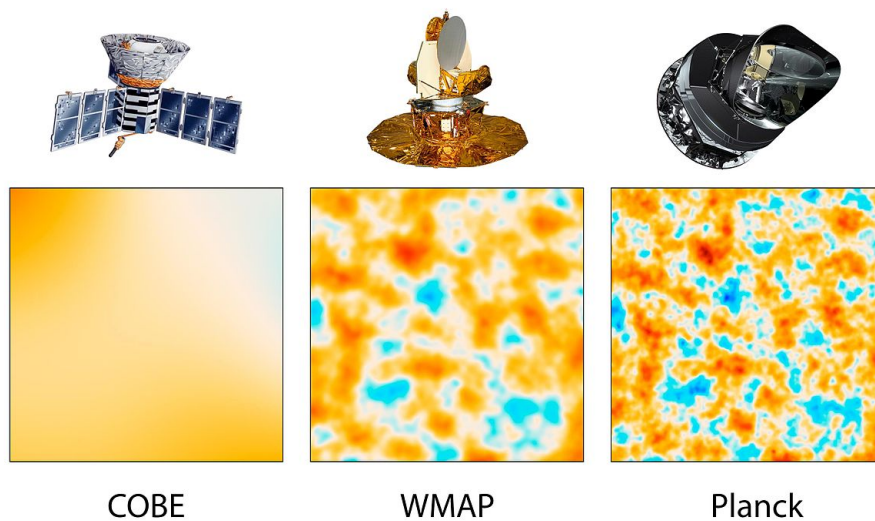


Figura 1.2 - Mapas das anisotropias da RCF obtidas pelos satélites DMR/COBE (acima à esquerda), WMAP-9 (nove anos de observação - acima à direita) e Planck (abaixo), respectivamente da esquerda para a direita.

Fonte: NASA/JPL-Caltech/ESA (2013)

(PLANCK COLLABORATION, 2014l) e de aglomerados de galáxias detectados via efeito Sunyaev-Zeldovich (SZ) (PLANCK COLLABORATION, 2014k), além de mapear diversos componentes astrofísicos (RCF e diversas emissões *foreground*) (PLANCK COLLABORATION, 2014c). Todos os resultados produzidos pela colaboração Planck a partir de dados de 15,5 meses de operação estão disponíveis no *website* da ESA².

O que estes experimentos têm mostrado é a alta concordância de seus resultados com as previsões do MCP. Este modelo, conhecido como Λ CDM e descrito por apenas seis parâmetros, descreve o universo plano e em expansão, cuja dinâmica é muito bem descrita pela Relatividade Geral. De acordo com este modelo o universo é composto por radiação, bárions, neutrinos e, em sua maioria, por matéria escura fria e uma constante cosmológica Λ , esta última associada à energia escura. O espectro de potência angular das flutuações de temperatura da RCF (C_ℓ) é um observável de extrema importância para a escolha e avaliação de modelos cosmológicos. Isto porque as características do espectro de anisotropias, como a existência de picos, suas localizações e amplitudes, são sensíveis a importantes parâmetros cosmológicos, como densidade de matéria (Ω_0), constante cosmológica (Ω_Λ), matéria bariônica (Ω_B), constante de Hubble (H_0) e curvatura (Ω_K) (HU; DODELSON, 2002). A Figura

²http://www.sciops.esa.int/index.php?project=PLANCK&page=Planck_Published_Papers

1.3 mostra o espectro de potência angular obtido a partir da análise dos dados do satélite Planck, ilustrando a alta precisão alcançada pelo instrumento.

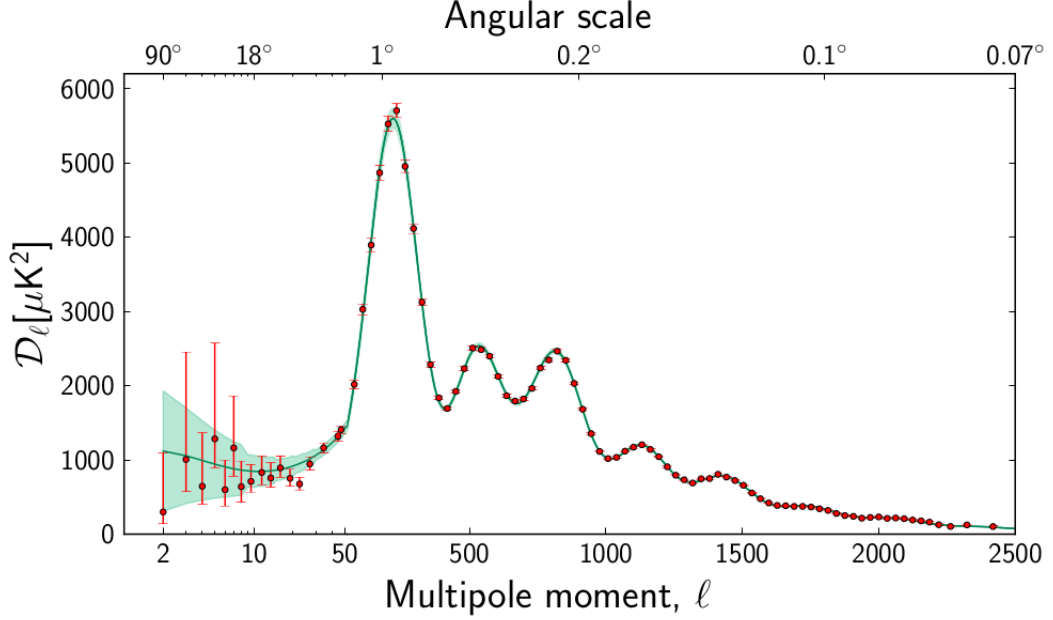


Figura 1.3 - Espectro de potência angular das flutuações de temperatura da RCF resultante da análise dos dados do Satélite Planck ($D_\ell = \ell(\ell + 1)C_\ell/2\pi$). As barras de erro são indicadas pela região verde em torno do melhor ajuste do modelo Λ CDM, dado pela linha verde escura.

Fonte: Planck Collaboration (2014f).

Caso o campo de flutuações de temperatura da RCF seja Gaussiano, ele pode ser perfeitamente descrito por seu espectro de potência angular. A RCF é proveniente de uma superfície hipersférica, a superfície de último espalhamento (SUE), correspondente à época da recombinação, e seu campo de anisotropias $\Delta T/T$ na esfera celeste é usualmente descrito por uma expansão em harmônicos esféricos ($a_{\ell m}$) (WHITE et al., 1994; JACKSON, 1998; COLES; LUCCHIN, 2002)

$$\frac{\Delta T(\theta, \phi)}{T} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{m=+\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi), \quad (1.1)$$

sendo θ e ϕ os ângulos esféricos e $\Delta T/T(\theta, \phi) = (T(\theta, \phi) - T_0)/T_0$, em que T_0 é a temperatura média da RCF hoje. A distribuição de temperatura da RCF não possui direção preferencial, ou seja, não há dependência em m , permitindo escrever

o espectro de potência angular apenas em termos de ℓ , que representa o inverso da escala angular das flutuações de acordo com a relação: $\theta \simeq 180/\ell$. O espectro de potência angular C_ℓ pode, portanto, ser definido como

$$C_\ell = \langle |a_{\ell m}|^2 \rangle. \quad (1.2)$$

Diversas informações a respeito do universo jovem estão codificadas no campo de flutuações de temperatura da RCF, incluindo os parâmetros que descrevem os fluidos cosmológicos e a dinâmica da expansão (vide seção 2.1.2 para uma breve descrição). As propriedades estatísticas das flutuações de temperatura da RCF representam uma ferramenta cosmológica única para a obtenção de informações a respeito de processos que ocorreram naquela época, como aqueles que podem ter originado as perturbações de densidade primordiais que evoluíram gravitacionalmente formando as estruturas em grande escala observadas hoje (KOMATSU et al., 2009; BARTOLO et al., 2010b; BARTOLO et al., 2010a). De acordo com o cenário cosmológico padrão a inflação (GUTH, 1981; LINDE, 1982; ALBRECHT; STEINHARDT, 1982) é o processo responsável pela geração destas flutuações de densidade primordiais, consideradas as sementes para a formação de estruturas em grande escala. De acordo com este modelo, flutuações quânticas no vácuo teriam produzido flutuações de densidade ρ , que para algumas teorias inflacionárias seriam adiabáticas e Gaussianas. Alguns modelos alternativos preveem também a geração de perturbações de isocurvatura, que teriam sido transformadas em adiabáticas após o término da fase inflacionária. Além disso, devido ao acoplamento entre matéria e radiação, as perturbações primordiais teriam deixado suas características gravadas nos fótons da RCF no momento do desacoplamento, estando associadas às flutuações de temperatura na forma $\Delta T/T = (1/3)\delta\rho/\rho$ (BARTOLO et al., 2004; TRISTRAM; GANGA, 2007; BARTOLO et al., 2010b).

Uma forma de investigar a natureza destas perturbações de densidade iniciais é a partir da análise de desvios de Gaussianidade das flutuações de temperatura da RCF, porque a detecção de não-Gaussianidade (NG) primordial nas anisotropias da RCF permite discriminar entre os diversos modelos inflacionários, além de possibilitar o teste de cenários alternativos (e.g., Bartolo et al. (2004), Komatsu et al. (2009), Bartolo et al. (2010b), Chen (2010), Komatsu (2010)). Por este motivo, nos últimos anos diversos autores vêm se dedicando ao estudo de novas ferramentas estatísticas para procura de NG primordial, tais como, os Funcionais de Minkowski, análise de *wavelets*, triespectro, estatísticas Bayesianas, dentre outros (BERNUI; REBOUÇAS,

2009; YADAV; WANDEL, 2010; CASAPONSA et al., 2011; MODEST et al., 2013; DUCOUT et al., 2013; NOVAES et al., 2014a; NOVAES et al., 2014b), além do biespectro (KOMATSU, 2010; FERGUSSON et al., 2012), largamente utilizado e que tem se mostrado um excelente estimador do parâmetro de não-linearidade f_{NL} (vide discussão no Capítulo 3).

As recentes análises de dados dos satélites WMAP e Planck apresentam resultados que confirmam a hipótese Gaussiana, mas não excluem a possibilidade da presença de um sinal não-Gaussiano primordial de baixa intensidade (BENNETT et al., 2013; PLANCK COLLABORATION, 2014j). Este tipo de análise deve ser feito de forma bastante rigorosa, procurando também por possíveis contaminações não-Gaussianas de origem não-primordial, já que é esperada a presença de uma mistura dos sinais primordial e secundário, nos dados da RCF, além da contribuição de efeitos sistemáticos. É importante certificar-se de não estar atribuindo origem primordial a um sinal não-Gaussiano secundário, o que justifica o uso de diversos estimadores para separar as diferentes formas de NG presentes nos dados da RCF e estimar suas amplitudes.

Este sinal secundário é composto por contaminantes que ficam entre a SUE e o observador, daí a origem do termo em inglês, “*foregrounds*”. Entre os principais *foregrounds* estão as emissões síncrotron, livre-livre, de poeira e a chamada emissão anômala da Galáxia, além de fontes de rádio que possuem um sinal forte na janela de observação da RCF (entre 20 e 100 GHz) ou que apresentam um espectro plano ou invertido (TRUSHKIN, 2003; LÓPEZ-CANIEGO et al., 2007). Outro tipo de contaminação *foreground* decorre do sinal em microondas interagentes com os fótons da RCF, as chamadas anisotropias “secundárias” da RCF. Tais processos incluem os efeitos Rees-Sciama, Ostriker-Vishniac e SZ. A amplitude destes efeitos é da ordem de centenas de μK . Para escalas angulares menores que poucos minutos de arco o efeito SZ é a contaminação dominante.

O desenvolvimento de diversos *surveys* para o estudo do efeito SZ, realizando observações que abrangem grandes áreas do céu e com alta sensibilidade, tem como motivação principal procurar por aglomerados de galáxias, de forma a produzir um catálogo de aglomerados SZ para estudos de cosmologia e formação de estruturas. O objetivo é que este catálogo seja composto por uma grande variedade de aglomerados, desde os mais massivos ($M > 10^{14} M_{\odot}$), situados na cauda da função de massa e mais relevantes para estudos cosmológicos, até aqueles com baixa massa ($M < 5 \times 10^{13} M_{\odot}$), detectados apenas por instrumentos mais sensíveis e que ob-

servam uma área menor do céu por um intervalo maior de tempo. A produção de catálogos de aglomerados também pode ajudar no estudo da física dos aglomerados. As medições do efeito SZ oferecem uma ferramenta poderosa para testar modelos e determinar valores de parâmetros cosmológicos que descrevem o Universo, particularmente quando combinadas com medidas em raios X.

Sua assinatura espectral e, principalmente, sua característica de independência com o *redshift* faz do efeito SZ um excelente meio de identificação independente de aglomerados muito distantes, cujas observações no ótico ou em raio X são de difícil detecção. Adicionalmente, ele é uma poderosa ferramenta cosmológica e pode ser utilizada, em conjunto com observações em outros comprimentos de onda, para (CARLSTROM et al., 2002):

- estimar a fração de matéria bariônica em aglomerados (e assim estimar a densidade de matéria bariônica, Ω_b , indiretamente),
- determinar a distância de aglomerados e o valor da constante de Hubble H_0 (em combinação com medidas em raio X),
- determinar a velocidade peculiar de aglomerados (este, através do efeito cinemático),
- explorar o crescimento de estruturas (e a densidade de energia do universo) através da contagem numérica de aglomerados,
- além a possibilidade de estudar a natureza da matéria escura em aglomerados.

A grande maioria dos aglomerados de galáxias conhecidos na atualidade foi identificada devido às suas propriedades ópticas e emissão em raio X. Nas últimas décadas, o efeito SZ tem sido observado em dezenas destes aglomerados. Apenas recentemente o primeiro aglomerado inicialmente desconhecido foi detectado através do efeito SZ (STANISZEWSKI et al., 2009). Dentre os instrumentos dedicados à detecção de aglomerados de galáxias via efeito SZ os mais relevantes para explorar seu significado cosmológico são: o Planck (PLANCK COLLABORATION, 2014a; PLANCK COLLABORATION, 2014h; PLANCK COLLABORATION, 2014k); o *South Pole Telescope-SPT* (CARLSTROM et al., 2011), um telescópio de 10 metros situado no Polo Sul abrangendo as bandas 90, 150 e 220 GHz; o *Atacama Cosmology Telescope-ACT* (FOWLER et al., 2007), um telescópio de 6 metros localizado no deserto do Atacama no Chile

observando nas frequências de 148, 218 e 277 GHz; o APEX-SZ (REICHARDT et al.,), um conjunto de bolômetros presentes no telescópio *Atacama Pathfinder EXperiment - APEX* de 12 metros localizado no deserto do Atacama no Chile, e o *Sunyaev Zel'dovich Array - SZA* (SHARP et al., 2010), composto por um conjunto de 8 telescópios, de 3,5 metros de diâmetro, localizado em um radio observatório da Califórnia, e que devem trabalhar como se fossem apenas um instrumento, operando nas bandas de 26-36 GHz e de 85-115 GHz.

O trabalho desenvolvido durante o doutorado e apresentado nesta tese aborda anisotropias primárias da RCF, originadas durante o processo de desacoplamento entre matéria e radiação, e secundárias, com origem após o desacoplamento:

1. Anisotropias primárias: busca por desvios de Gaussianidade nas anisotropias da RCF. Para tal foi desenvolvido, testado e validado um novo estimador que combina Funcionais de Minkowski e Redes Neurais, culminando na sua aplicação aos dados do satélite Planck. Esta parte do trabalho resultou na publicação de um artigo (NOVAES et al., 2014a) e submissão de outro (NOVAES et al., 2014b).
2. Anisotropias secundárias: via efeito SZ, com um viés mais observacional. Esta parte do trabalho está diretamente relacionada ao planejamento para a missão do OLIMPO (MASI et al., 2008), um instrumento desenvolvido pelo grupo de Cosmologia experimental da Universidade de Roma “La Sapienza” para o estudo do sinal SZ. O resultados obtidos estão publicados em (SCHILLACI et al., 2014).

O trabalho realizado durante o doutorado está organizado nesta tese da seguinte forma: o Capítulo 2 apresenta aspectos importantes do MCP, descrevendo a hipótese inflacionária e como ela fornece uma possível origem para as flutuações de densidade primordiais, que teriam deixado suas impressões nas flutuações de temperatura da RCF; o Capítulo 3 discute ainda como desvios de Gaussianidade podem surgir no campo de flutuações de temperatura da RCF de acordo com a inflação, além de apresentar alguns dos principais tipos de NG primordial conhecidos na literatura e resultados do uso de alguns estimadores para impor limites nas estimativas do grau de NG presentes nos mapas de RCF; o Capítulo 4 apresenta os principais *foregrounds* que contaminam o sinal observado da RCF; o Capítulo 5 descreve as ferramentas que compõem o estimador de NG desenvolvido, bem como a forma como elas são combinadas para a análise de mapas de RCF; o Capítulo 6 apresenta os resultados

obtidos com a aplicação do estimador a dados simulados, testando sua eficiência nos mais variados aspectos, e aos dados do Planck; o Capítulo 7 reúne detalhes da física e modelagem do efeito SZ em aglomerados de Galáxias, motivando o uso desta ferramenta cosmológica e citando alguns resultados recentes obtidos neste contexto; o Capítulo 8 apresenta os detalhes do instrumento OLIMPO, as análises realizadas com o objetivo de ajudar na preparação para a missão e de avaliar o potencial de suas medidas para a estimativa de parâmetros de aglomerados; e, por fim, o Capítulo 9 apresenta um resumo dos principais resultados obtidos em ambas abordagens, além das conclusões e perspectivas.

2 O MODELO COSMOLÓGICO PADRÃO E SEUS DESDOBRAMENTOS

A cosmologia observacional tem passado por um grande avanço, com o desenvolvimento de diversos instrumentos altamente sensíveis, tanto para medir o sinal da RCF, por exemplo os satélites WMAP (BENNETT et al., 2013) e Planck (PLANCK COLLABORATION, 2014a), quanto para a realização de grandes e profundos surveys de Galáxias, como por exemplo os projetos 2dFGRS (COLLESS et al., 2001), 6dFGRS (JONES et al., 2004), 2MASS (SKRUTSKIE et al., 2006) e o SDSS (STRAUSS et al., 2002), que mapeiam a distribuição de matéria luminosa em grande escala. No entanto, as estruturas em grande escala fornecem informações a respeito apenas da evolução do universo até $z \sim 2$. Já a RCF permite estudar o universo em $z \sim 1100$ (último espalhamento), sendo o observável cosmológico mais antigo a que se tem acesso. Neste contexto, ambos observáveis, mas especialmente as flutuações de temperatura da RCF, são excelentes ferramentas para o estudo dos processos ocorridos no universo jovem, como aqueles que possam ter originado as perturbações de densidade primordiais (BARTOLO et al., 2004; BARTOLO et al., 2010b). Isso porque, possivelmente, as sementes para a geração das flutuações de temperatura e polarização da RCF, bem como das estruturas em grande escala vistas hoje, seriam processos quânticos ocorridos cerca de 10^{-35} segundos após o *Big Bang* (e.g., Abramo e Pereira (2010)).

No cenário padrão estes efeitos quânticos são parte da fase chamada inflação cósmica (GUTH, 1981). Este modelo não apenas soluciona questões em aberto do modelo do *Big Bang*, como por exemplo o problema da planura e do horizonte, como também prevê um mecanismo para a origem das flutuações de densidade primordiais a partir das flutuações quânticas no universo jovem. Estas flutuações de densidade por sua vez teriam evoluído gravitacionalmente, imprimindo suas características nas flutuações de temperatura da RCF e dando origem a estruturas como galáxias, aglomerados de galáxias e grandes vazios. Todas as previsões desta teoria, como a planura do universo, sua homogeneidade e isotropia em grande escala, além da invariância em escala das flutuações primordiais, que de acordo com a previsão seguem uma estatística aproximadamente Gaussiana, possuem suporte observacional (KOMATSU, 2002; KOMATSU et al., 2011).

Neste contexto, as seções a seguir apresentam alguns detalhes do MCP, a forma como as perturbações de densidade primordiais deixaram suas impressões no campo de temperatura da RCF e como evoluíram gravitacionalmente formando as estruturas observadas hoje. Além disso é apresentada também uma breve discussão a respeito

da hipótese inflacionária, dos problemas do modelo do *Big Bang* solucionados por ela, assim como de uma possível origem para as flutuações de densidade primordiais.

2.1 Modelo cosmológico padrão

De acordo com o MCP, o universo teve início em um estado de alta densidade e temperatura, o *Big Bang* (singularidade inicial), iniciando um processo de expansão e resfriamento. Este modelo já previa a existência de uma radiação remanescente da fase inicial do universo. Após sua descoberta, a RCF tornou-se um dos principais pilares do modelo do *Big Bang*, juntamente com a expansão do universo e a nucleossíntese primordial.

No cenário padrão, durante a primeira fração de segundo o universo teria expandido quase exponencialmente, durante uma fase inflacionária (GUTH, 1981), quando o universo foi dominado pelo potencial de campos escalares. Neste período surgiram perturbações no campo de densidade, sementes para a origem das estruturas observadas hoje no universo, como galáxias e aglomerados (esta fase será brevemente descrita neste Capítulo). Posteriormente, entre 0,01 segundos e 3 minutos de idade, a temperatura do universo caiu a 10^{10} K (KOLB; TURNER, 1988), período em que ocorreu a Nucleossíntese Primordial, com a formação dos núcleos de elementos leves, D , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ e ${}^7\text{Li}$, elementos predominantemente de origem cosmológica.

A nucleossíntese primordial é uma importante ferramenta cosmológica e um rigoroso teste da cosmologia padrão, pois consegue explicar a abundância relativa de elementos leves presente em galáxias e aglomerados de galáxias, cuja matéria luminosa é constituída principalmente por hidrogênio e uma pequena parte de hélio. A concordância entre teoria e observação indica o modelo do *Big Bang* como uma descrição válida do universo, ao menos até 10^{-2} segundos após a origem do universo e temperaturas da ordem de 10 MeV (e.g., Kolb e Turner (1988)).

A nucleossíntese ocorreu durante a época de domínio da radiação ($t \lesssim 4 \times 10^{10}$ segundos), quando fótons e outras espécies relativísticas, além dos férmions, estavam em equilíbrio térmico (distribuição de corpo negro). O equilíbrio térmico decorre da interação, ou acoplamento, entre matéria e radiação (apenas em regiões causalmente conectadas; vide Seção 2.2). Esta “termalização” dá-se principalmente através dos processos de espalhamento Compton e *bremstrahlung* térmico (GAWISER; SILK, 2000). Durante este período a densidade de energia de partículas relativísticas (ρ_R) é dominante no universo em relação à contribuição de espécies não-relativísticas, ou seja, $\rho \simeq \rho_R \propto T^4$, com pressão $p_R = \rho_R/3$, sendo T a temperatura dos fótons

(KOLB; TURNER, 1988; LIDDLE; LYTH, 2000). No instante $t = t_{eq} \approx 10^{11}$ s a densidade de matéria torna-se igual à de radiação, marcando o início da época de domínio da matéria e do processo de evolução das perturbações de densidade.

Devido ao equilíbrio térmico entre matéria e radiação, mantido pela interação entre elétrons e fótons, o plasma primordial era completamente ionizado, consistindo de um “fluido” de elétrons, prótons e fótons, acoplados eletromagneticamente de acordo com a equação: $e + p \rightleftharpoons H + \gamma$. Quando a temperatura do universo baixou suficientemente para que núcleos e elétrons pudessem se combinar formando átomos estáveis ($\sim 3000K \approx 0,26eV$), tem início a chamada Recombinação. A partir deste momento a densidade de elétrons livres começou a diminuir até que não foi mais possível manter o acoplamento entre matéria e radiação, que deixaram de interagir significativamente ($t_d \approx 380$ mil anos). Tanto o processo de desacoplamento como o de recombinação não são instantâneos, prolongando-se por um certo intervalo de *redshift*, de forma que em $t > t_d \geq t_{rec}$ matéria e radiação efetivamente evoluem separadamente (KOLB; TURNER, 1988; LIDDLE; LYTH, 2000; COLES; LUCCHIN, 2002).

Como será discutido ainda neste Capítulo, processos quânticos ocorridos no universo jovem podem ter dado origem a pequenas inomogeneidades que deram origem às flutuações na densidade total de matéria $\Delta\rho$. Esta matéria, incluindo espécies desacopladas como neutrinos, interagiu com os fótons através do potencial gravitacional que criava. Com o desacoplamento entre matéria e radiação, que deixou o universo transparente à radiação, todos os efeitos dos processos que afetaram as flutuações de densidade ficaram impressos na distribuição de energia destes fótons ($\Delta\rho \propto \Delta T$), que se propagaram livremente pelo universo, formando a RCF. Este fato faz da RCF uma ferramenta essencial para estudos em Cosmologia, já que o campo de flutuações de temperatura contém informações sobre as flutuações de densidade do universo primordial.

Além da presença de flutuações de densidade no universo primordial ter sido responsável pela formação das flutuações de temperatura da RCF, elas são também consideradas as sementes para a formação de estruturas em grande escala do universo. As flutuações de densidade teriam crescido devido à atração gravitacional dos próprios poços de potencial, que evoluíram para formar as estruturas em grande escala. A próxima seção apresenta alguns conceitos básicos do modelo padrão, seguida por discussões a respeito da forma como as flutuações de temperatura foram geradas a partir de flutuações de densidade primordiais e como estas últimas evoluíram originando as estruturas observadas hoje no universo.

2.1.1 O arcabouço físico-matemático do modelo padrão

Considerando o universo homogêneo e isotrópico em grande escala, seu espaço-tempo é dado pela métrica de Friedmann-Robertson-Walker (FRW) (RIOTTO, 2002; BAUMANN, 2009)

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

em que $a(t)$ é o fator de escala cósmica que governa a distância entre observadores estáticos (é uma medida da expansão relativa do universo) e $R_{curv} = a(t)|k|^{-1/2}$ é o raio de curvatura, sendo a constante de curvatura de uma hipersuperfície tridimensional $k = +1, 0$ e -1 , indicando curvatura positiva (espaço finito ou fechado), plana (espaço infinito) e negativa (espaço infinito ou aberto), respectivamente. As coordenadas r , θ e ϕ são chamadas coordenadas comóveis, de forma que o universo se expande conforme $a(t)$ aumenta, mas os objetos permanecem em coordenadas fixas (r , θ e ϕ).

A expressão 2.1 é escrita em termos do tempo cósmico, t (também conhecido por tempo físico ou próprio). Outra quantidade a ser introduzida é o conceito de tempo conforme, τ , dado pela seguinte definição

$$d\tau = \frac{dt}{a}. \quad (2.2)$$

Esta quantidade pode ser interpretada como um “relógio” que funciona conforme o universo se expande (BAUMANN, 2009). Fótons seguem geodésicas nulas, ou seja, $ds^2 = 0$ (da Equação 2.1), e suas trajetórias são estudadas utilizando a definição de tempo conforme. Assim, a máxima distância que a luz pode propagar desde um instante inicial t_i até um instante qualquer t é dado pelo horizonte comóvel de partículas, este definido por:

$$d_p(\tau) \equiv \tau - \tau_i = \int_{t_i}^t \frac{dt'}{a(t')}. \quad (2.3)$$

O instante inicial normalmente é tomado como sendo a “origem do universo”, $t_i \equiv 0$, definido pela singularidade inicial, $a(t_i \equiv 0) \equiv 0$.

A evolução do fator de escala é governado pelas equações de Friedmann, que em unidades “naturais” ($c = h = k_B = 1$; em que c é a velocidade da luz, h a constante de Planck e k_B a constante de Boltzmann) são escritas como:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (2.4)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P) + \frac{\Lambda}{3}, \quad (2.5)$$

sendo ρ a densidade de energia total do universo (matéria, radiação, energia de vácuo, etc), P a pressão, H o parâmetro de Hubble e G a constante gravitacional. O ponto em \dot{a} define a derivada com relação ao tempo cósmico t . A partir da Equação 2.4 é possível concluir que, para um dado valor do parâmetro H , existe uma densidade particular, num universo espacialmente plano ($k = 0$) e sem constante cosmológica, conhecida como densidade crítica, dada por:

$$\rho_{crit} = \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (2.6)$$

Considerando esta quantidade, é possível ainda utilizar a equação de Friedmann para relacionar a curvatura do universo à densidade de energia e taxa de expansão (H) da seguinte forma (LIDDLE; LYTH, 2000; RIOTTO, 2002; BAUMANN, 2009)

$$\Omega - 1 = \frac{k}{a^2 H^2}, \quad (2.7)$$

em que o parâmetro de densidade (dependente do tempo) é definido por $\Omega \equiv \rho/\rho_{crit}$, que é a forma usual para medir a densidade de energia. Desta expressão extrai-se também a correspondência entre o parâmetro de densidade e a curvatura do universo: curvado positivamente, $\Omega_0 > 1$, curvado negativamente, $\Omega_0 < 1$, e plano, $\Omega_0 = 1$, em que o índice “0” corresponde ao valor atual do parâmetro.

As recentes análises de observações das flutuações de temperatura da RCF realizadas pelo satélite Planck mostrou que o espectro de potência medido concorda muito bem com o modelo Λ CDM para multipolos $l > 40$. Estas análises, combinadas com outros tipos de medidas, também permitem afirmar que o universo parece plano hoje (PLANCK COLLABORATION, 2014g):

$$100\Omega_k = -0,10_{-0,65}^{+0,62}, \quad (2.8)$$

enquanto o conteúdo de matéria bariônica, matéria escura e energia escura do uni-

verso correspondem, respectivamente, a:

$$\begin{aligned}
\Omega_b h^2 &= 0,02205 \pm 0,00028, \\
\Omega_c h^2 &= 0,1199 \pm 0,0027, \\
\Omega_\Lambda &= 0,685_{-0,016}^{+0,018}.
\end{aligned}
\tag{2.9}$$

Os parâmetros Ω_b e Ω_c são escritos em termos do parâmetro adimensional h tal que $h = H_0/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, uma convenção muito utilizada atualmente. Por fim, a estimativa para a constante de Hubble é:

$$H_0 = (67,3 \pm 1,2) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}. \tag{2.10}$$

2.1.2 Flutuações de temperatura da RCF

Antes do início da fase de recombinação e desacoplamento entre matéria e radiação, a temperatura era alta o suficiente para manter o meio ionizado e o equilíbrio térmico mantinha fótons e bárions acoplados. Ainda que a instabilidade gravitacional causada pelos poços de potencial das flutuações de densidade primordiais $\delta\rho$ tendesse a comprimir a matéria naquele volume, a pressão dos fótons resistia a este efeito, inibindo o aumento de densidade (HU, 1995; TRISTRAM; GANGA, 2007). Este processo causou uma série de compressões e rarefações de estruturas de dimensões variadas, sendo que as regiões menores sofrem compressão e rarefação mais frequentemente que as maiores. Este processo gerou oscilações acústicas no plasma primordial (representado na Figura 2.1). Durante o processo de recombinação e desacoplamento, com a fase de último espalhamento dos fótons e a produção de hidrogênio neutro, o efeito dessas oscilações ficou impresso no campo de radiação. Regiões que alcançaram sua compressão máxima devido à recombinação correspondem aos *hot spots* nas distribuição de temperatura da RCF, enquanto aquelas que alcançaram sua máxima rarefação correspondem aos *cold spots*. Estes *hot* e *cold spots* são observados hoje no campo de temperatura da RCF (HU, 1995; HU, 2001; TRISTRAM; GANGA, 2007).

Tomando inicialmente um fluido fóton-bárion perfeito, desconsiderando efeitos dinâmicos de gravidade e de bárions, em um potencial estático, as perturbações neste fluido podem ser descritas pelas equações de continuidade e de Euler (HU; DODELSON, 2002). Elas modelam a evolução das flutuações de temperatura $\Theta \equiv \Delta T/T$, antes da recombinação, como um oscilador harmônico simples:

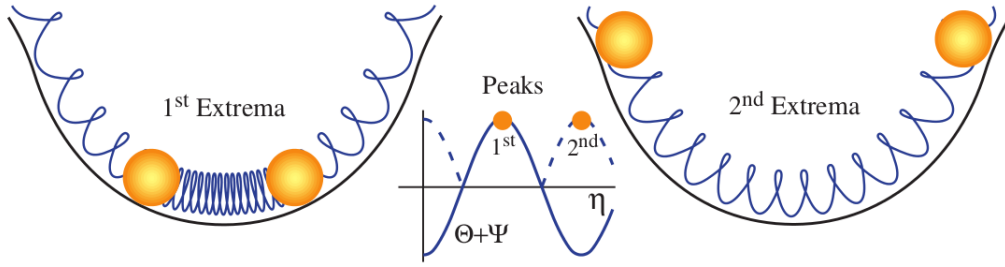


Figura 2.1 - Ilustração da compressão do fluido devido ao efeito do potencial gravitacional (esquerda) e a resistência da pressão de fótons (direita) em um sistema dominado por fótons. Ao centro são representados graficamente os picos harmônicos resultantes destas oscilações acústicas.

Fonte: Hu (2001).

$$\ddot{\Theta} + c_s^2 k^2 \Theta = 0, \quad (2.11)$$

em que a derivada representada pelos pontos em $\ddot{\Theta}$ é com relação ao tempo conforme, τ , k é o número de onda e c_s a velocidade do som para um fluido dominado por fótons (antes da recombinação), definido por $c_s^2 \equiv \dot{p}_\gamma / \dot{\rho}_\gamma$, sendo p_γ e ρ_γ a pressão e densidade de fótons, respectivamente. Esta equação diz que os gradientes de pressão atuam como uma força restauradora para qualquer perturbação inicial no sistema, que posteriormente oscila até a velocidade do som. Fisicamente estas oscilações representam o aquecimento e o resfriamento de um fluido que é comprimido e relaxado pelas ondas acústicas (HU; DODELSON, 2002; HU, 2008).

A solução da Equação 2.11 em função das condições iniciais $\Theta(0)$ e $\dot{\Theta}(0)$ pode ser escrita como

$$\Theta(\tau) = \Theta(0) \cos(k s) + \frac{\dot{\Theta}(0)}{k c_s} \sin(k s), \quad (2.12)$$

sendo s o horizonte sonoro, que durante a recombinação é a máxima distância que fótons podem viajar, ou seja, é uma amplitude típica de inhomogeneidades (flutuações de temperatura) que poderiam ser geradas através de processos causais.

O comportamento oscilatório descrito pela Equação 2.12 continuou até a época de recombinação, quando a densidade de elétrons livres diminuiu até que os fótons ficaram livres para se propagar formando a RCF. Em escalas menores que a do horizonte acústico, os hot e cold spots estão associados às oscilações acústicas que formam o espectro de potência angular das flutuações de temperatura da RCF. Como oscilações de massa são parte integrante do cenário de instabilidade gravitacional, considerado

hoje o mais adequado para descrever o mecanismo de formação de estruturas, a forma do espectro de potência embute as contribuições dos parâmetros físicos (densidade bariônica, densidade de matéria escura, valor da constante de Hubble, etc.) sem apontar para um modelo cosmológico específico (HU, 1995; HU, 2008).

Vale ressaltar que esta discussão não considera o efeito do potencial gravitacional Ψ no plasma em movimento. Em um contexto Newtoniano, as perturbações da métrica Φ são relacionadas às perturbações no potencial gravitacional Ψ ($\Psi \approx \Phi$), as quais são produzidas pelas perturbações de densidade $\delta\rho$. Perturbações no potencial gravitacional também são uma fonte de flutuações de temperatura na RCF. Neste caso, a gravidade atua fazendo com que as oscilações sejam uma espécie de competição entre o gradiente de pressão de fótons $k\Theta$ e o gradiente de potencial $k\Psi$, em que o equilíbrio se dá em $\Theta + \Psi = 0$ (HU, 1995; HU; DODELSON, 2002; HU, 2008). Desta forma, para um fluido dominado por fótons, a nova equação do oscilador é idêntica à Equação 2.11 com a substituição de Θ por $\Theta + \Psi$ ($\ddot{\Theta} + \ddot{\Psi} + c_s^2 k^2 [\Theta + \Psi] = 0$). Portanto, considerando condições iniciais adiabáticas, a generalização da solução dada pela Equação 2.12 é tal que

$$[\Theta + \Psi](\tau) = [\Theta + \Psi](0) \cos(ks). \quad (2.13)$$

A temperatura efetiva $\Delta T/T = \Theta + \Psi$ é a quantidade que oscila e a flutuação de temperatura observada. Esta quantidade pode ser interpretada de forma que Ψ corresponde ao *redshift* gravitacional sofrido pelos fótons ao atravessar um poço de potencial. Esta combinação de flutuações de temperatura intrínsecas e o *redshift* gravitacional corresponde ao chamado efeito *Sachs-Wolfe* (SACHS; WOLFE, 1967). Este efeito decorre do fato de que ao saírem (ou entrarem) do poço de potencial os fótons sofrem *redshift* (ou *blueshift*) gravitacional, além de serem observados em um instante diferente com relação àqueles fótons não perturbados. Como o universo está em expansão, o potencial gravitacional varia com o tempo, o efeito no fóton que cai no poço é diferente do efeito no fóton que sai do poço (HU, 1995; TRISTRAM; GANGA, 2007).

Portanto, em uma época dominada pela matéria, assumindo condições iniciais adiabáticas ou de isocurvatura, o efeito Sachs-Wolfe resultante é, respectivamente, (HU, 1995; HU, 2001; HU, 2008)

$$\frac{\Delta T}{T} = [\Theta + \Phi] = \begin{cases} 2\Phi, & \text{isocurvatura,} \\ -\frac{1}{3}\Phi, & \text{adiabática.} \end{cases} \quad (2.14)$$

As oscilações acústicas sugerem ainda que o plasma está se movendo com relação ao observador, o que também induziria flutuações de temperatura via efeito Doppler (HU, 2008). Uma estimativa do efeito médio, considerando todas as direções de movimento dos fótons, seria de

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{rms} = \frac{v_\gamma}{\sqrt{3}} = \Theta(0) \sin(ks), \quad (2.15)$$

sendo v_γ a velocidade dos fótons. Em um sistema dominado por fótons, o efeito Doppler causa um deslocamento de fase, mantendo a amplitude das perturbações de temperatura. Neste caso as flutuações geradas apresentam amplitudes comparáveis àquelas provenientes de oscilações acústicas no espaço k .

Outro efeito não considerado na discussão acima é o efeito dinâmico de bárions. Como os bárions são atraídos pelo poço fazendo com que a densidade numérica deste componente aumente e, conseqüentemente, eleve o efeito gravitacional, a compressão do fluido também será maior. Isso resulta na elevação do ponto de equilíbrio da oscilação ($\Theta = |\Psi| \rightarrow \Theta > |\Psi|$). Sendo assim, para condições iniciais fixas, o deslocamento no ponto de equilíbrio resulta no aumento também na amplitude dos picos (Figura 2.2). Como a temperatura efetiva $\Theta + \Psi$ ainda é a quantidade observada, o deslocamento do ponto de equilíbrio causa uma quebra de simetria das oscilações, já que apenas a fase de compressão é realçada nos poços de potencial. (HU, 1995; HU, 2001).

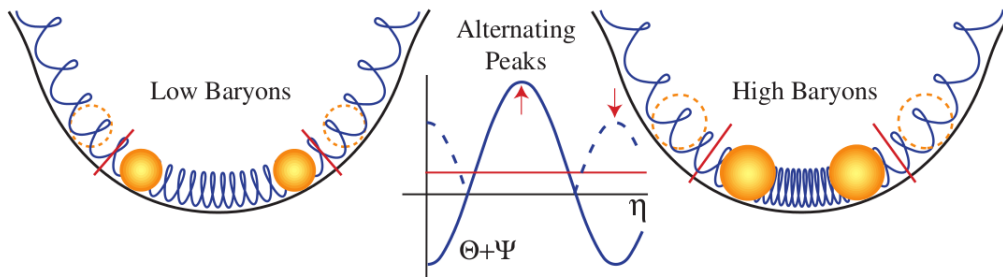


Figura 2.2 - Representação de um sistema bárion-fóton, quando a quantidade de bárions aumenta elevando o potencial gravitacional. Isso resulta em uma maior compressão do fluido, aumentando ainda mais o conteúdo de bárions e deslocando o ponto de equilíbrio (centro).

Fonte: HU (2001).

Flutuações de temperatura relacionadas a processos causais no plasma de fótons e bárions ocorridos até a recombinação correspondem a escalas angulares de $0,1^\circ \lesssim \theta \lesssim 2^\circ$. O efeito *Sachs-Wolfe* domina em escalas angulares maiores que a do horizonte durante o último espalhamento, $\theta \gtrsim 2^\circ$, e por isso imprime seu sinal no espectro de potência angular da RCF em baixos multipolos (ℓ). Este sinal reflete diretamente o espectro de potência das flutuações de matéria, já que em grandes escalas angulares não existe conexão causal afetando as perturbações iniciais. Sendo assim, para um espectro de potência primordial da matéria do tipo lei de potência, $P(k) \propto k^n$, C_ℓ pode ser escrito como (ver e.g., Bersanelli et al. (2002))

$$C_\ell \propto \frac{4\pi}{5} \frac{\Gamma(\ell + \frac{n-1}{2}) \Gamma(\frac{9-n}{2})}{\Gamma(\ell + \frac{5-n}{2}) \Gamma(\frac{3+n}{2})}. \quad (2.16)$$

Para o caso em que o espectro é do tipo Harrison-Zel'dovich (plano), ou seja, com índice espectral escalar dado por $n = 1$, ocorre que

$$C_\ell \propto \frac{1}{\ell(\ell + 1)} \implies \ell(\ell + 1)C_\ell = \text{constante}, \quad (2.17)$$

ou seja, a quantidade $[\ell(\ell + 1)C_\ell]$ representa uma grandeza invariante em escala para $n = 1$. Portanto, o padrão de anisotropias da RCF é usualmente descrito por meio da representação gráfica de $[\ell(\ell + 1)C_\ell]$ em função de ℓ (Figura 1.3), de forma que fique evidente o “plateau de *Sachs-Wolfe*” em baixos ℓ 's, relacionando-o diretamente ao índice espectral primordial.

Já o “amortecimento” do espectro em escalas angulares menores que $0,2^\circ$ deve-se à difusão dos fótons durante o processo de recombinação, chamado “*Silk damping*” (TRISTRAM; GANGA, 2007). Esta difusão apaga anisotropias em escalas angulares menores que o livre caminho médio dos fótons. O *Silk damping* torna-se efetivo em $\ell \gtrsim 1000$ ($\theta \lesssim 10$ minutos de arco).

A combinação dos processos descritos acima resulta em variações de temperatura na SUE, que são observadas hoje como flutuações de temperatura na RCF. Compreender o efeito causado por tais processos no espectro de potência angular da RCF é de extrema importância, já que fornecem informações a respeito de parâmetros cosmológicos e da origem de flutuações primordiais na RCF, como mostrado na Figura 2.3 (HU et al., 1997).

A série de picos de temperatura produzidos pelas oscilações acústicas é sensível à taxa de expansão do universo antes do último espalhamento, a qual depende es-

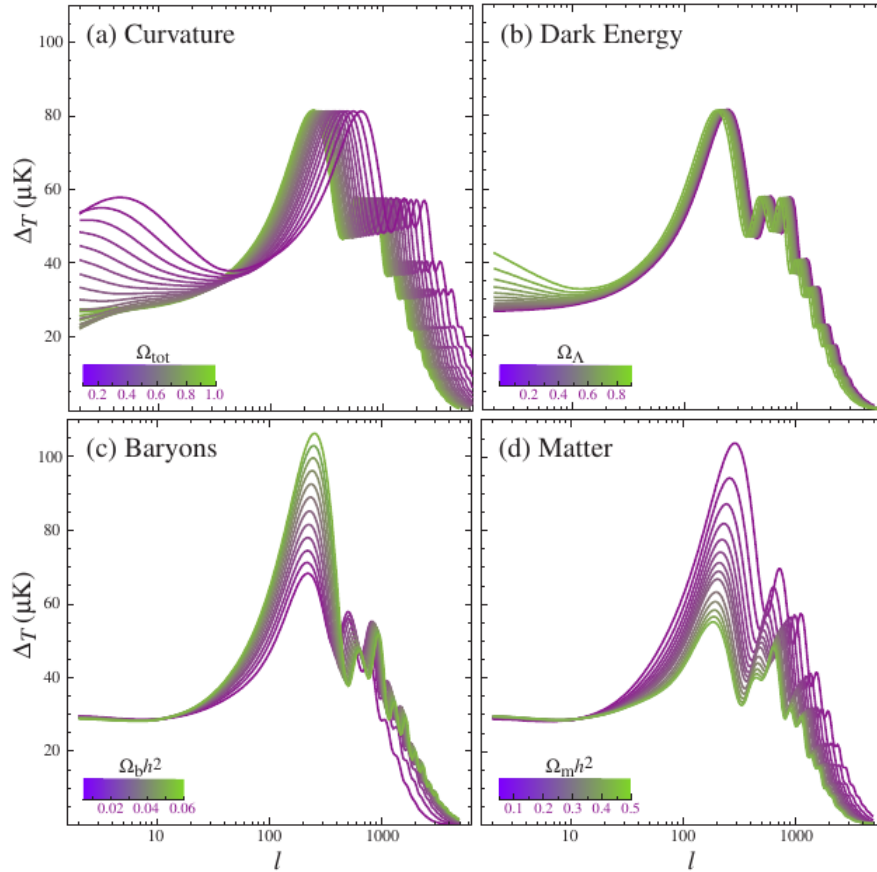


Figura 2.3 - Dependência do espectro de potência da RCF com quatro dos parâmetros cosmológicos fundamentais: (a) a curvatura, quantificada pelo parâmetro de densidade total Ω_{tot} , (b) a energia escura, quantificada pelo parâmetro cosmológico Ω_{Λ} , (c) a densidade de bárions $\Omega_b h^2$ e (d) a densidade de matéria $\Omega_m h^2$. Os gráficos mostram variações a partir de um modelo fiducial com $\Omega_{tot} = 1$, $\Omega_{\Lambda} = 0,65$, $\Omega_b h^2 = 0,02$, $\Omega_{mm} h^2 = 0,147$, índice espectral $n_s = 1$, redshift de reionização $z_{ri} = 0$ e escala de energia da inflação $E_i = 0$.

Fonte: Hu e Dodelson (2002).

sencialmente da razão entre matéria e radiação no universo. Como a radiação é a própria RCF, estes picos são determinados principalmente pela densidade total de matéria do universo (parte inferior direita da Figura 2.3). Os picos de temperatura dominam o espectro em pequenas escalas angulares, sendo que os picos ímpares e pares, respectivamente, representam as fases de compressão e rarefação dentro dos poços de potencial. Além disso, é possível também determinar a curvatura do universo a partir da RCF, já que as escalas angulares com que as anisotropias aparecem no céu dependem da geometria do universo e da distância da SUE. Características físicas da SUE, como aquelas produzidas por picos acústicos, são impressas na RCF

como flutuações de temperatura com determinadas características angulares. Dada uma distância fixa à SUE, uma certa escala angular teria em correspondência uma escala física muito menor em um universo fechado que em um aberto. Assim, escalas físicas, como o horizonte acústico na SUE, podem ser utilizadas na estimativa da curvatura do universo (parte superior esquerda da Figura 2.3).

Os bárions também alteram a dinâmica das oscilações, por isso sua densidade e a amplitude do poço de potencial durante o último espalhamento podem ser medidas através da altura dos picos das oscilações acústicas. Além disso, é possível observar o efeito esquematizado na Figura 2.2 diretamente do espectro de potência. Com aumento da quantidade de bárions a altura dos picos associados à compressão é elevada em relação àqueles associados à rarefação, como representado na parte inferior esquerda da Figura 2.3. Vale mencionar também que medidas do amortecimento, ou *Silk damping*, em pequenas escalas angulares é importante e também fornece informações a respeito do conteúdo de bárions e da história térmica do universo.

Por fim, fixando as escalas físicas determinadas pelos picos acústicos, ou seja, fixando as densidades de matéria bariônica e total, a posição dos picos fornecem informações a respeito da distância e diâmetro angular da SUE e de parâmetros relacionados à densidade de energia escura e curvatura. Isso pode ser verificado na parte superior da Figura 2.3.

A RCF, produzida cerca de 380.000 anos após o *Big Bang*, contém, codificada em seu espectro, distribuição angular e polarização, informações importantes sobre a maior parte dos parâmetros necessários para construir um modelo cosmológico. Em particular, a riqueza de informações embutida no espectro de potência angular faz dele um dos observáveis mais robustos para a realização de testes de diferentes cenários cosmológicos. A breve discussão apresentada acima pode ser encontrada em detalhes, por exemplo, em Hu et al. (1997), Hu (1995), Hu (2008), Hu e Dodelson (2002).

2.1.3 O problema da formação de estruturas

A isotropia observada na RCF indica que o contraste de densidade, definido como

$$\delta \equiv \frac{\delta\rho(\mathbf{x})}{\rho_0} = \frac{\rho(\mathbf{x}) - \rho_0}{\rho_0} \quad (2.18)$$

em que ρ_0 é densidade média do fundo e \mathbf{x} o vetor de coordenadas comóveis, deve ter sido pequeno ($\lesssim 10^{-4}$) na época do desacoplamento, t_{dec} , sugerindo que sua evolução

pode ser estudada usando uma teoria linear de perturbação em $t \simeq t_{dec}$ e que estas inomogeneidades crescem proporcionalmente ao fator de escala $a(t)$ ($\delta \propto a(t) \propto t^{2/3}$) (KOLB; TURNER, 1988). Em algum instante depois, quando estas perturbações crescem e o contraste de densidade torna-se maior que um, a teoria linear deixa de ser válida, sendo necessário utilizar outras técnicas para entender a evolução não-linear das perturbações (PADMANABHAN, 1993). A Equação 2.19 mostra como a matéria (bárions e outros componentes) crescem após o desacoplamento, quando o universo é dominado pela matéria e os bárions estão livres da pressão de radiação (KOLB; TURNER, 1988).

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \propto \begin{cases} a & \delta\rho/\rho \lesssim 1 \quad (\text{regime linear}) \\ a^n \quad (n \gtrsim 3) & \delta\rho/\rho \gtrsim 1 \quad (\text{regime não linear}) \end{cases} \quad (2.19)$$

Para entender como são formadas as estruturas é necessário considerar o problema de lidar com a evolução das inomogeneidades em um universo em expansão. O que auxilia neste problema é o fato de se supor que estas inomogeneidades possuem, pelo menos inicialmente, amplitude muito pequena. Pequenas perturbações implicam em considerar campos fracos, e nestes casos, quando as perturbações apresentam uma escala menor que o raio de Hubble, c/H , a aproximação Newtoniana é válida (COLES, 2001; FRANCIS, C., 2006). Já as perturbações em grandes escalas requerem um tratamento utilizando relatividade geral.

Como o princípio cosmológico descreve um fundo homogêneo e isotrópico¹ como um fluido perfeito, é pertinente utilizar as equações de fluido perfeito para descrever o movimento de partículas sob um campo gravitacional. Além disso, também é importante ressaltar que existem diferenças entre o tratamento de matéria bariônica e matéria escura, já que as partícula que compõem a matéria escura não sofrem colisão. Para o caso de matéria bariônica, cujo fluido teria velocidade \mathbf{v} , densidade ρ_b , pressão p e campo de potencial gravitacional Φ , as equações de movimento seriam (BARSCHEL, C., 2007; COLES, 2001)

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho\mathbf{v}), \quad \text{Equação da Continuidade} \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla\Phi, \quad \text{Equação de Euler} \quad (2.21)$$

¹De acordo com o princípio cosmológico, em escalas suficientemente grandes, o universo é homogêneo e isotrópico, ou seja, parece o mesmo quando observado de diferente pontos do espaço (densidade constante) e em qualquer direção. Em outras palavras, não existe posição ou direção preferencial.

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho_0. \quad \text{Equação de Poisson} \quad (2.22)$$

Destas equações tem-se que (COLES, 2001; FRANCIS, C., 2006):

- A equação da continuidade expressa a conservação de matéria. Segundo esta equação, a quantidade de matéria dentro de um elemento de volume é a diferença entre a matéria que entra e a que sai do elemento.
- Segundo a equação de Euler a aceleração de um pequeno elemento por unidade de volume do fluido é devido à diferença entre a pressão por unidade de volume ($-\nabla p$) e a força gravitacional por unidade de volume ($-\rho\nabla\Phi$) que atuam neste elemento.
- A equação de Poisson descreve a gravidade Newtoniana. Esta equação relaciona as flutuações do potencial e as perturbações de densidade que as causam.

Manipulando as Equações de movimento 2.20, 2.21 e 2.22, e escrevendo suas soluções em coordenadas comóveis, é possível, após certa álgebra, chegar à equação diferencial de segunda ordem para o campo de densidade, a chamada “equação de crescimento”,

$$\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} = 4\pi G\rho_0\delta + \frac{c_s^2}{a^2}\nabla^2\delta, \quad (2.23)$$

em que o termo $2H\dot{\delta}$ é causado pela expansão do universo. Escrevendo o contraste de densidade como sendo $\delta = \delta_k \exp i(\mathbf{k}_c \cdot \mathbf{x})$, sendo o vetor de onda dado por $\mathbf{k} = a(t)\mathbf{k}_c$, é possível escrever a Equação 2.23 no espaço de *Fourier* como

$$\ddot{\delta}_k + 2H\dot{\delta}_k = (4\pi G\rho_0 - c_s^2 k^2)\delta_k. \quad (2.24)$$

Da Equação 2.24 é possível ainda definir a escala de tamanho de *Jeans* λ_J de forma tal que a expressão entre parênteses seja nula, ou seja, balanceando os termos gravitacional ($4\pi G\rho_0$) e de pressão ($c_s^2 k^2$). Sendo assim, obtém-se que

$$k_J^2 = \frac{4\pi G\rho_0}{c_s^2}, \quad (2.25)$$

permitindo calcular o chamado comprimento de *Jeans*:

$$\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}}. \quad (2.26)$$

Neste contexto, é possível, portanto, inferir que o crescimento das perturbações se dará apenas quando $\lambda > \lambda_J$. Caso esta relação não seja obedecida a força de pressão no interior da perturbação será maior que a de auto-gravidade, e a perturbação se propagará como uma onda acústica de comprimento λ e velocidade c_s . Antes da época de recombinação a massa de bárions correspondente ao tamanho de Jeans era maior que a massa do horizonte, e após a recombinação esta massa cai a $\sim 10^5 M_\odot$.

No caso da matéria escura fria, que não sofre colisão (pressão nula), é possível escrever a evolução de δ de forma idêntica à Equação 2.24, mas sem o termo referente à pressão. Sendo assim, a equação de crescimento para a matéria escura é tal que (FRANCIS, C., 2006; BARSCHEL, C., 2007)

$$\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} = 4\pi G\rho_0\delta. \quad (2.27)$$

Esta equação pode ser resolvida analiticamente somente para alguns casos específicos.

As equações lineares de movimento apresentadas fornecem uma boa descrição da instabilidade gravitacional em instantes iniciais, ou seja, quando as flutuações de densidade eram tais que $\delta \ll 1$. Neste regime o tamanho físico de perturbações apresenta um crescimento com a expansão dado por: $\lambda_{fis} = a(t)\lambda$. Como mostrado por Kolb e Turner (1988), neste contexto, a perturbação correspondente à massa de uma galáxia seria de $\lambda_{gal} \simeq 1,9 Mpc(\Omega_0 h^2)^{-1/3}$. No entanto, λ_{gal} é da ordem de 30 kpc, muito menor que o valor calculado. Isso decorre do fato de que perturbações com tal amplitude não são mais lineares, já que $\delta > 1$ (Figura 2.4). Com o início do regime não-linear as perturbações “separam-se” do fundo em expansão, ou seja, tornam-se sistemas gravitacionalmente limitados.

Portanto, para descrever processos que ocorrem durante o regime não-linear de formação de estruturas é necessário desenvolver técnicas muito mais complexas que aquelas da fase linear. A abordagem mais simples neste caso é considerar que as inomogeneidades possuem formas comuns, por exemplo, um modelo de colapso esférico. No entanto, este tipo de análise não fornece resultados de impacto e não são muito relevantes do ponto de vista cosmológico, já que flutuações são na verdade altamente irregulares e aleatórias (COLES; LUCCHIN, 2002). A abordagem usual para resolver este problema é o uso de simulações de N-corpos.

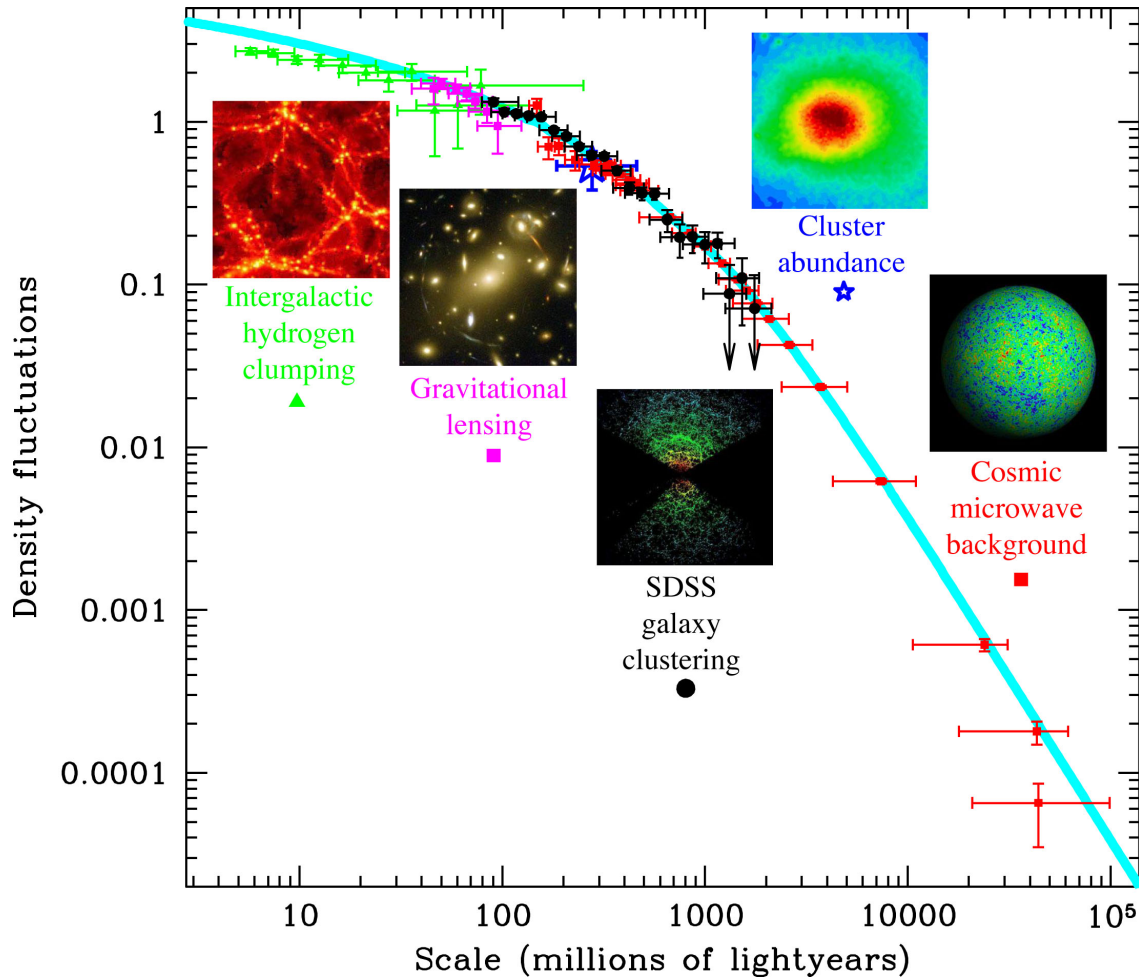


Figura 2.4 - Ilustração de como as flutuações de densidade se distribuem no universo em diferentes locais. As medidas mais precisas são resultados do Sloan Digital Sky Survey (SDSS) e representadas por pontos pretos. Estes resultados, assim como outras medidas cosmológicas, representadas pelos símbolos em verde, rosa e vermelho, estão de acordo com a previsão teórica, dada pela curva azul, para um universo composto por 5% de átomos, 25% matéria escura e 70% energia escura.

Fonte: Tegmark, M. (2003).

2.2 Inflação

Acredita-se que as flutuações de densidade primordiais evoluíram no tempo devido à instabilidade gravitacional. Essa evolução deu origem às estruturas observadas hoje, que fazem do universo observado uma região altamente não-homogênea, enquanto que, considerando grandes escalas, ele é homogêneo e isotrópico. Para explicar porque o universo é dotado de tais características, além da relação entre o campo de flutuações da RCF e a formação de estruturas bilhões de anos após a origem des-

tes fótons, seria necessário compreender a origem física das flutuações de densidade primordial e das flutuações de temperatura da RCF (RIOTTO, 2002; BAUMANN, 2009).

A principal hipótese usada para responder a tais questões é a existência de um período inicial, cuja origem teria sido em 10^{-34} segundos após o *Big Bang*, em que o universo cresceu exponencialmente. Este período é conhecido como inflação (GUTH, 1981). Apesar de seu aspecto mais importante hoje ser a explicação para a origem das flutuações primordiais, a motivação histórica para a inflação foi solucionar questões nas quais o modelo padrão falhava, problemas relacionados aos instantes iniciais do universo (LIDDLE; LYTH, 2000).

Produzida por uma suposta transição de fase, a expansão inflacionária causaria um resfriamento das flutuações de vácuo de um campo escalar, transformando-o em uma quantidade clássica. Associada a estas flutuações estariam as perturbações de densidade de energia, que sobreviveram após a inflação e que seriam as sementes para a formação de estruturas. Portanto, de acordo com a previsão da inflação, toda a distribuição em grande escala de galáxias e matéria escura, além das flutuações de temperatura da RCF, são resultados de flutuações quânticas ocorridas na época inflacionária (RIOTTO, 2002; BAUMANN, 2009). A origem destas flutuações quânticas, de acordo com o modelo inflacionário, será discutida a seguir, após uma discussão breve dos problemas em aberto no MCP e da proposta de solução trazida pelo conceito de inflação.

2.2.1 Alguns problemas em aberto no modelo cosmológico padrão

Apesar do grande sucesso do modelo do *Big Bang*, com base principalmente na presença da RCF, em análises da nucleossíntese primordial e na expansão de universo, ele apresenta problemas para descrever o universo jovem, instantes após a singularidade inicial. A hipótese mais aceita hoje para descrever as condições iniciais do universo é a inflacionária, que além de solucionar diversos problemas do modelo padrão também explica a produção de irregularidades no universo jovem que levaram à formação de estruturas.

A seguir são apresentados alguns dos problemas mais conhecidos do modelo do *Big Bang*. As soluções fornecidas pela hipótese inflacionária são descritas na subseção seguinte.

O problema da planura

Em Relatividade Geral o espaço-tempo é dinâmico, curvando-se em resposta à distribuição de matéria no universo. De acordo com as observações atuais o universo é aproximadamente plano, com $\Omega_0 \sim 1$ (Equação 2.8), o que implica que no universo jovem Ω_0 deve ter sido extremamente próximo a 1 (RIOTTO, 2002). Para entender este problema é necessário voltar à Equação de Friedmann (2.7) apresentada na seção anterior:

$$\Omega - 1 = \frac{k}{a^2 H^2}, \quad (2.28)$$

que mostra a dependência do parâmetro de densidade com o tempo ($\Omega(a(t))$). De acordo com esta expressão $|\Omega - 1|$ diverge com a evolução do universo, já que, segundo a cosmologia padrão, $(a^2 H^2)^{-1}$ cresce com o tempo. Sendo assim, pequenos desvios da planura em instantes iniciais cresceriam com a expansão do universo, o que resultaria em um universo diferente do plano.

Para chegar a um universo como o observado hoje seria necessário que durante a Nucleossíntese primordial, na era GUT (sigla do Inglês, Grand Unified Theory)² e na escala de Planck³, respectivamente, as seguintes condições fossem satisfeitas (BAUMANN, 2009):

$$|\Omega(a_{nucl}) - 1| \leq \mathcal{O}(10^{-16}),$$
$$|\Omega(a_{GUT}) - 1| \leq \mathcal{O}(10^{-55}), \quad (2.29)$$

$$|\Omega(a_{Pl}) - 1| \leq \mathcal{O}(10^{-61}), \quad (2.30)$$

mostrando que no universo jovem Ω deve ter sido ainda mais próximo de 1, ou seja, exigindo condições não compatíveis com a observação. Para muitos cientistas a grande proximidade entre a densidade do universo e a crítica seria uma coincidência inaceitável, já que não se chega a esta conclusão por “primeiros princípios”. Este é, portanto, o chamado “problema da planura”, ou ainda problema de idade, já que quase todas as condições iniciais levariam a um universo fechado, re-colapsando quase imediatamente, ou aberto, entrando rapidamente em um regime dominado pela curvatura e que resfriaria a $\sim 3\text{K}$ dentro do primeiro segundo de existência (RIOTTO, 2002).

²Teoria de campo que unifica as forças eletromagnética, nuclear forte e nuclear fraca.

³Correspondente a uma escala de energia de $\sim 1,22 \times 10^{19}$ GeV.

O problema do horizonte

Tomando a Equação 2.3 para o horizonte comóvel de partículas, e considerando o instante inicial $t_i = \tau = 0$, chega-se a (RIOTTO, 2002; BAUMANN, 2009)

$$d_p(\tau) = \tau = \int_0^t \frac{dt'}{a(t')} = \int_0^a \frac{da}{Ha^2} = \int_0^a \left(\frac{1}{aH} \right) d \ln a, \quad (2.31)$$

que corresponde à máxima distância que um fóton pode viajar desde a singularidade inicial até um dado instante t , que define o horizonte cosmológico comóvel (horizonte causal). Esta expressão foi escrita em termos do raio comóvel de Hubble, definido como $d_H(a) \equiv (aH)^{-1}$.

Considerando um universo dominado por um fluido cuja equação de estado é dada por $w \equiv P/\rho$, é possível escrever o raio comóvel de Hubble como sendo (BAUMANN, 2009):

$$d_H(a) \equiv (aH)^{-1} = H_0 a^{1/2(1+3w)}, \quad (2.32)$$

ou seja, o sinal do termo $(1+3w)$ dita o comportamento desta quantidade. Em uma expansão conduzida pela matéria ou radiação, de acordo com o modelo do *Big Bang*, $(aH)^{-1}$ cresce monotonicamente, já que $w \gtrsim 0$. Neste caso, o horizonte comóvel de partículas, d_p , que corresponde à fração do universo em contato causal, aumenta com o tempo da seguinte forma⁴

$$d_p = \tau \propto a^{1/2(1+3w)}. \quad (2.33)$$

Sendo assim, a distância comóvel sobre a qual ocorrem interações causais antes da SUE é consideravelmente menor que a distância comóvel percorrida pela radiação após este desacoplamento. Isso significa que fótons provenientes de regiões separadas por uma distância maior que o horizonte comóvel na SUE não poderiam ter interagido antes do desacoplamento. Estimativas indicam que esta distância seria de $\sim 1^\circ$, de forma que dois fótons separados por uma distância maior que esta não estiveram em contato causal. Neste caso seria esperada uma distribuição inhomogênea de temperatura para a RCF em regiões separadas por mais que 1° no céu. No entanto, as observações mostram o oposto, a isotropia observada na RCF implica uma homogeneidade do universo no momento do desacoplamento, englobando diversas

⁴Dois objetos estão em contato causal se um estiver dentro do horizonte de partículas do outro. No entanto estes objetos podem entrar e sair do raio de Hubble, de acordo com a evolução do universo. Sendo assim, é importante mencionar que estas duas quantidades, horizonte comóvel de partículas e raio comóvel de Hubble, não correspondem à mesma quantidade.

regiões que não encontravam-se em contato causal naquele instante. O modelo do *Big Bang* não oferece uma explicação para tal fato, levando ao chamado problema do horizonte (LIDDLE; LYTH, 2000; RIOTTO, 2002; BAUMANN, 2009).

2.2.2 Solução dada pela hipótese da inflação

A inflação é definida como sendo um período de expansão acelerada do universo jovem, ou seja, uma época durante a qual o fator de escala está aumentando de forma acelerada (LIDDLE; LYTH, 2000; RIOTTO, 2002; BAUMANN, 2009):

$$\text{INFLAÇÃO} \iff \ddot{a} > 0. \quad (2.34)$$

Ou ainda, para uma interpretação mais física, a condição para inflação pode ser escrita como:

$$\frac{d}{dt}(Ha)^{-1} < 0. \quad (2.35)$$

De acordo com esta condição, se o parâmetro de Hubble H permanecer aproximadamente constante durante a inflação, o horizonte comóvel de Hubble $d_H = (aH)^{-1}$ decresce com o tempo.

Voltando à Equação 2.7, é possível perceber que a condição dada pela Expressão 2.35 implica em uma evolução do parâmetro de densidade tal que $\Omega \rightarrow 1$, o que resolve diretamente o problema da planura. Ainda que a curvatura tenha sido elevada no universo jovem, ela foi diluída pela expansão do universo.

Também de acordo com a condição inflacionária dada pela Equação 2.35, a partir da Equação 2.31 é possível dizer que (LIDDLE, 1999)

$$\int_0^{t_{desac}} \frac{dt}{a(t)} \gg \int_{t_{desac}}^{t_0} \frac{dt}{a(t)}, \quad (2.36)$$

ou seja, a luz poderia viajar por uma distância muito maior antes do desacoplamento que após ele. Isso mostra que a teoria inflacionária também consegue resolver o problema do horizonte. Esta afirmação também pode ser obtida através de outra abordagem da condição de que o raio de Hubble diminui com a expansão acelerada. Como d_H é uma medida da máxima distância que a luz pode viajar no universo, esta condição implica que a região observável após a inflação (qualquer instante após) é muito menor que aquela que esteve visível antes que este período se iniciasse. Por este motivo as escalas presentes no universo atual eram englobadas pelo raio comóvel de Hubble suficientemente grande antes da inflação, ou seja, estas escalas já estiveram em contato causal em algum instante do universo jovem. A Figura 2.5 ilustra esta

solução, representando também a saída do universo observável do raio comóvel de Hubble durante a inflação, e seu posterior retorno (LIDDLE, 1999; BAUMANN, 2009).

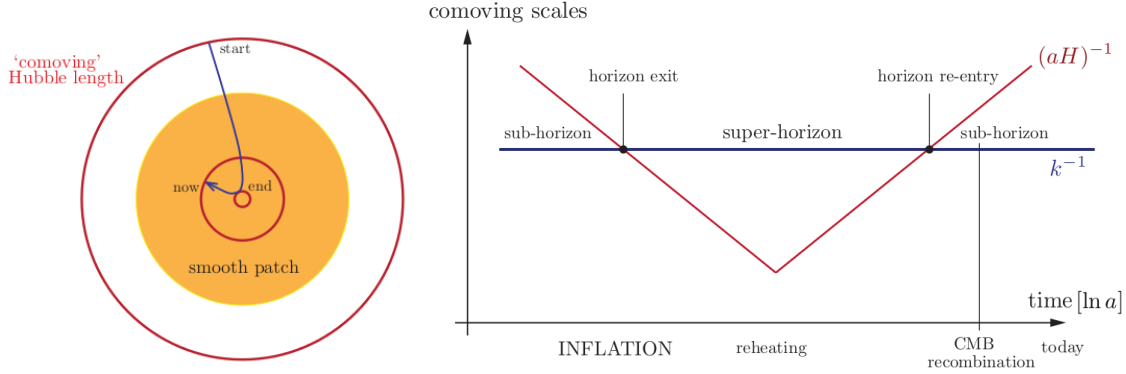


Figura 2.5 - Solução do problema do horizonte devido à evolução do raio de Hubble em um universo inflacionário. Esquerda: A linha azul representa a diminuição do raio comóvel de Hubble durante a inflação, e sua expansão após o término desta fase (end). O círculo exterior representa o raio inicial, que engloba a região laranja representando as interações causais. Direita: A linha vermelha representa a variação do raio comóvel de Hubble $((aH)^{-1})$, mostrando que as escalas relevantes para observações cosmológicas eram menores que este raio no universo jovem (*sub-horizon*), antes da inflação. Estas escalas saem deste raio durante a fase inflacionária (*super-horizon*) e retornam posteriormente. Esta figura também indica a fase de reaquecimento, quando a teoria padrão do *Big Bang* volta a atuar.

Fonte: Baumann (2009)

2.2.3 Modelo inflacionário: conceitos principais

A partir da condição dada por 2.34, a Equação de Friedmann 2.5 mostra que um período inflacionário é possível se (LIDDLE; LYTH, 2000; BARTOLO et al., 2004; YADAV; WANDELT, 2010):

$$P < -\frac{\rho}{3}, \quad (2.37)$$

ou seja, para que ocorra a inflação é necessário a existência de um “material” cuja pressão é negativa. Esta condição não é satisfeita nem para radiação nem para matéria, mas é possível que este “material” seja um campo escalar $\phi(t, \mathbf{x})$. Os modelos mais simples de inflação consideram apenas um campo escalar, normalmente chamado *inflaton*.

O campo *inflaton* pode ainda ser escrito na forma:

$$\phi(t, \mathbf{x}) = \phi_0 + \delta\phi(t, \mathbf{x}), \quad (2.38)$$

sendo ϕ_0 o campo “clássico”, correspondente ao valor esperado para o campo *inflaton* em um estado inicial de isotropia e homogeneidade, e $\delta\phi(t, \mathbf{x})$ as flutuações em torno de ϕ_0 . Considerando o caso em que o campo escalar é espacialmente homogêneo, $\phi(t, \mathbf{x}) \equiv \phi(t)$, este se comporta como um fluido perfeito com densidade de energia e pressão dados por:

$$\rho_\phi = \frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi), \quad (2.39)$$

$$P_\phi = \frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi), \quad (2.40)$$

em que $V(\phi)$ é o potencial do campo escalar. Neste caso, a equação de estado resultante seria:

$$w_\phi = \frac{P_\phi}{\rho_\phi} = \frac{\frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi)}{\frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi)}. \quad (2.41)$$

Isso mostra que um campo escalar pode ter uma pressão negativa, $w_\phi < 0$, e produzir uma expansão acelerada, $w_\phi < -1/3$, satisfazendo assim a condição 2.37 se sua energia potencial dominar sobre a cinética:

$$V(\phi) \gg \frac{\dot{\phi}^2}{2}. \quad (2.42)$$

Esta é a condição para o campo escalar durante a chamada fase *slow-roll*.

Em um universo descrito pela métrica de FRW (Equação 2.1), a equação de movimento de um campo escalar homogêneo é governado pela equação de Klein-Gordon (BAUMANN, D., 2012)

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV(\phi)}{d\phi} = 0. \quad (2.43)$$

Como a fase *slow-roll* ocorre se o campo *inflaton* estiver em uma região onde o potencial é suficientemente plano (Figura 2.6), é possível assumir também que $\ddot{\phi}$ é desprezível. Desta forma a equação de movimento pode ser escrita como

$$3H\dot{\phi} = -\frac{dV(\phi)}{d\phi}. \quad (2.44)$$

Além disso, a Equação de Friedmann 2.4 também pode ser escrita como

$$H^2 \simeq \frac{8\pi G}{3} V(\phi). \quad (2.45)$$

Sendo assim, a partir da Equação 2.44, as condições *slow-roll*, implicam

$$\dot{\phi}^2 \ll V(\phi) \implies \frac{(dV/d\phi)^2}{V} \ll H^2, \quad (2.46)$$

$$\ddot{\phi} \ll 3H\dot{\phi} \implies \frac{d^2V}{d\phi^2} \ll H^2, \quad (2.47)$$

que representam as condições de planura do potencial. Durante esta fase de *slow-roll* o campo *inflaton* ϕ cai lentamente em $V(\phi)$, dirigindo o universo para uma expansão exponencial, como ilustrado pela Figura 2.6. Quando ϕ começa a se aproximar do mínimo do potencial, começa a oscilar rapidamente em torno dele, a inflação termina. Neste regime $d^2V/d\phi^2 > H^2$. Enquanto oscila o campo *inflaton* decai produzindo partículas e radiação. Os produtos deste decaimento formam um fundo térmico no universo, em um processo chamado “reaquecimento” (e.g., Riotto (2002), Yadav e Wandelt (2010)).

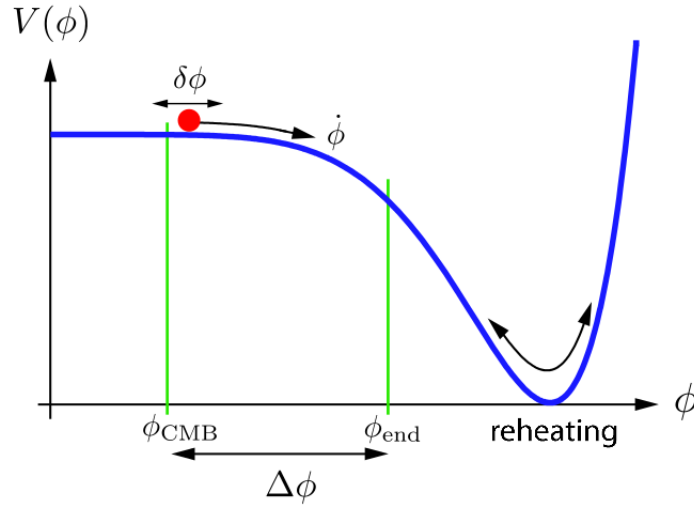


Figura 2.6 - Ilustração da dinâmica do campo escalar durante a inflação. Durante a parte plana do potencial o universo expande exponencialmente, e ao atingir o mínimo do potencial ele oscila gerando partículas de radiação.

Fonte: Yadav e Wandelt (2010)

2.2.4 Origem das perturbações iniciais

De acordo com o cenário cosmológico padrão, as estruturas do universo são oriundas de pequenas flutuações de densidade no universo jovem. Após o universo se tornar

dominado pela matéria estas flutuações foram amplificadas pela instabilidade gravitacional, crescendo no tempo até formarem as estruturas observadas hoje. No entanto, o modelo padrão não fornece uma explicação para a origem destas flutuações, já que não seria possível produzi-las em escalas maiores que o horizonte. Mas este problema é contornado pelo uso da hipótese inflacionária, exposta na seção anterior.

Originalmente a inflação foi introduzida como uma possível solução para alguns problemas do modelo padrão, como os problemas da planura e do horizonte, descritos acima (dentre outros, discutidos, por exemplo, em [Liddle e Lyth \(2000\)](#), [Riotto \(2002\)](#), [Baumann \(2009\)](#)). No entanto, o aspecto mais importante desta teoria é que ela pode gerar flutuações de densidade de matéria no universo jovem que teriam evoluído para formar as estruturas observadas hoje.

A discussão apresentada na seção anterior mostrou que, governando a densidade de energia do universo jovem, o campo *inflaton* ϕ define o período no qual a inflação age, controlando seu fim. A combinação entre a inflação e a mecânica quântica fornece um mecanismo para geração das sementes das estruturas no universo. Isto porque as flutuações quânticas geradas durante a inflação induzem uma variância não-nula das flutuações espaciais do campo *inflaton*, $\delta\phi(t, \mathbf{x})$. A consequência é que diferentes regiões do espaço inflam com diferentes amplitudes. Além disso, como a gravidade atua sobre qualquer componente no universo, estas pequenas flutuações quânticas geradas durante a inflação estão relacionadas às flutuações da métrica do espaço-tempo, o que origina perturbações de curvatura ([BARTOLO et al., 2004](#); [BAUMANN, 2009](#); [BAUMANN, D., 2012](#)).

É necessário lembrar, da seção anterior, que durante a fase inflacionária o fator de escala cresce quase exponencialmente, enquanto o raio comóvel de Hubble d_H diminui com o tempo (Equações 2.34 e 2.35). Desta forma o comprimento de onda físico λ de uma flutuação quântica no campo escalar, inicialmente muito menor que o raio de Hubble e permitindo a física causal atuar, excede rapidamente esta dimensão. A expansão inflacionária faz com que λ cresça até $\lambda > d_H$ antes que a inflação termine, ultrapassando o horizonte, ou raio de Hubble (escalas de “super-horizonte”).

A partir do momento em que as perturbações estão fora do universo, em escalas maiores que o horizonte, sua evolução causal congela. Sendo assim, qualquer perturbação gerada (inclusive de curvatura) fica “congelada” (do Inglês, *frozen-in*), ou seja, as amplitudes destas flutuações permanecem quase invariantes, fixas em um valor não nulo $\delta\phi$, pelo tempo que permanecem fora do horizonte, enquanto seu comprimento de onda cresce exponencialmente. Este é o motivo pelo qual estas flutuações

congeladas apresentam-se em uma forma equivalente à de um campo clássico, não sendo anuladas após um longo intervalo de tempo⁵ (LIDDLE, 1999; BARTOLO et al., 2004).

Durante o reaquecimento, após o fim da inflação, o campo *inflaton* decai originando matéria e radiação que herdaram suas características, ou seja, suas flutuações produzem perturbações primordiais na densidade de energia ρ_ϕ . Com o final da inflação a cosmologia padrão do *Big Bang* volta a atuar, o raio de Hubble começa novamente a crescer (mais rápido que o fator de escala) e as flutuações, com comprimentos de onda em um intervalo acessível a observações cosmológicas, voltam a atravessar o horizonte (escalas de sub-horizonte) durante épocas dominadas pela radiação ou pela matéria, como ilustrado na Figura 2.5 (BARTOLO et al., 2004).

Uma vez dentro do horizonte, as perturbações de curvatura do espaço-tempo dão origem às flutuações de densidade $\delta\rho$ no plasma primordial. Com a expansão e resfriamento do universo os fótons se desacoplam e átomos de hidrogênio neutro são formados. As perturbações de densidade primordiais ficam, portanto, impressas nestes fótons, que formam a RCF; as flutuações de densidade são amplificadas pela gravidade, crescendo e originando as estruturas observadas hoje (vide Bartolo et al. (2004), Baumann, D. (2012) e breve discussão apresentada na Seção 2.1.3).

Nesta subseção os processos ocorridos durante a fase inflacionária e que são os responsáveis pela geração de perturbações de densidade no universo jovem foram discutidos de forma breve e qualitativa. Uma análise mais profunda destes aspectos pode ser encontrada, por exemplo, em Liddle (1999), Liddle e Lyth (2000), Chen (2010) e Baumann, D. (2012). Também é importante ressaltar que a discussão apresentada nesta seção refere-se ao cenário inflacionário mais simples possível, utilizando um modelo *slow-roll* com apenas um campo escalar homogêneo. No entanto, a literatura dispõe de diversos outros modelos inflacionários alternativos, em que este modelo simples é estendido, considerando, por exemplo, um número maior de campos, ou ainda, a modificação da gravidade (e.g., Riotto (2002), Baumann (2009)). Além disso, ainda que o paradigma inflacionário seja o mais popular e tenha sucesso ao descrever a física do universo jovem, existem diversos outros mecanismos desenvolvidos com o mesmo objetivo, como, por exemplo, aqueles que constituem os modelos

⁵Como discutido por Riotto (2002), de acordo com a teoria quântica de campos, um espaço vazio é na verdade preenchido por flutuações quânticas de todos os tipos de campos físicos, que podem ser consideradas como ondas em todos os comprimentos de onda possíveis e movendo-se em todas as direções. Caso a média dos valores destes campos sobre um longo intervalo de tempo se anule, o espaço preenchido por eles parecerá vazio, podendo ser chamado de vácuo.

ecpiróticos e cíclicos (KHOURY et al., 2001; STEINHARDT; TUROK, 2002).

3 NÃO-GAUSSIANIDADE NA RCF

A análise de possíveis desvios de Gaussianidade das flutuações de temperatura da RCF é essencial para investigar as perturbações primordiais, permitindo caracterizar diferentes classes de modelos inflacionários e testando cenários alternativos. Esta possibilidade tem aumentado o interesse em medir o sinal não-Gaussiano primordial, o que requer ferramentas estatísticas sensíveis o suficiente para detectar pequenas amplitudes deste sinal e que permitam obter informações a respeito dos diferentes tipos de NG, já que cada um contribui com sua própria assinatura. Por este motivo é importante testar diversos tipos de ferramentas estatísticas, de forma que seja possível detectar o sinal não-Gaussiano nos dados da RCF e estimar sua amplitude, ou confirmar a hipótese Gaussiana (e.g., Chiang et al. (2007), Bernui et al. (2007), Curto et al. (2011), Fergusson et al. (2012), Modest et al. (2013), Bernui et al. (2014), Novaes et al. (2014a), Novaes et al. (2014b)). Além disso, não espera-se que um único estimador seja sensível a todos os tipos e amplitudes de NG, o que motiva o desenvolvimento de diversos tipos de estimadores estatísticos destinados à análise das flutuações de temperatura da RCF. Quanto maior o número de ferramentas disponíveis maior a chance de se detectar algum desvio de Gaussianidade primordial, ou mesmo confirmar a hipótese Gaussiana.

Nos últimos anos, diversos autores têm analisado dados do satélite WMAP, fazendo uso de diversos estimadores, para detectar desvios da Gaussianidade (CASAPONSA et al., 2011; MODEST et al., 2013; BENNETT et al., 2013). Atualmente, os dados considerados mais sensíveis para investigar a física do universo jovem são aqueles resultantes das observações realizadas pelo satélite Planck, liberados em 2013 para a comunidade científica (PLANCK COLLABORATION, 2014a). No entanto, mesmo dedicando um grande esforço para separar a contribuição primordial de outros componentes presentes no sinal observado, os mapas de RCF são na verdade uma mistura de sinais primordiais e não-primordiais. Como efeitos não-cosmológicos também podem introduzir sinais não-Gaussianos secundários nos mapas da RCF, o processo de procura por NG primordial deve incluir uma rigorosa análise dos possíveis contaminantes secundários, para garantir que não seja atribuída origem primordial a um sinal não-Gaussiano secundário. Este é mais um motivo para o uso de diversos estimadores, de forma que seja possível discriminar entre os dois tipos de sinal.

As seções seguintes discutem uma possível origem para desvios da Gaussianidade primordial e a dificuldade de detecção deste sinal em decorrência de contaminantes. A última seção apresenta também alguns resultados recentes obtidos com análise de

dados da RCF buscando sinais não-Gaussianos.

3.1 Não-Gaussianidade primordial

Como discutido na seção anterior, a expansão exponencial leva o universo observável a parecer espacialmente plano hoje ($\Omega_0 \simeq 0$), além de homogêneo e isotrópico em grandes escalas. As versões mais simples do modelo inflacionário também preveem perturbações primordiais aproximadamente (RIOTTO, 2002; BAUMANN, 2009; YADAV; WANDELT, 2010):

- *invariantes em escala*: decorre do fato de que o raio de Hubble, ao qual a amplitude das flutuações está relacionada, quase não muda durante a inflação. Isso leva a um espectro de potência primordial aproximadamente invariante em escala, ou seja, com índice espectral n_s próximo de 1. Resultados recentes obtidos com análises dos dados do satélite Planck confirmam esta previsão. Utilizando também medidas de polarização do satélite WMAP, os autores encontram $n_s = 0.9603 \pm 0.0073$, para um nível de confiabilidade (CL; do Inglês *Confidence Level*) de 68% (PLANCK COLLABORATION, 2014g).
- *adiabáticas*: usualmente caracterizadas como perturbações de curvatura, estas correspondem a perturbações na densidade de energia total do universo (energia e radiação). De fato, a distribuição espacial de espécies constituintes do fluido cósmico (fótons, neutrinos, bárions e partículas de matéria escura fria (CDM)) seria tal que a razão entre as densidades numéricas de duas delas no universo é a mesma em qualquer local: $\delta(n_m/n_r) = 0$, em que os índices m e r correspondem a espécies não-relativísticas (bárions e CDM) e relativísticas (fótons e neutrinos), respectivamente.
- *Gaussianas*: As perturbações cosmológicas são pequenas e por isso podem ser analisadas usando a teoria de perturbação linear. Esta é uma boa aproximação, já que o potencial *inflaton* deve ser suficientemente plano para definir a fase inflacionária, com termos de interação pequenos. Assim, qualquer característica não-Gaussiana é suprimida juntamente às não-linearidades do potencial *inflaton*. Desta forma, mesmo presentes, as características não-Gaussianas serão pequenas, já que aparecem apenas em desvios de segunda ordem da solução do fundo homogêneo.

Qualquer desvio de Gaussianidade previsto por modelos inflacionários mais simples apresenta uma amplitude baixa, da ordem de $f_{\text{NL}} \sim 0,05$. No entanto a produção de um sinal primordial altamente não-Gaussiano, ou seja, $|f_{\text{NL}}|$ elevado, seria possível caso alguma das seguintes condições fosse violada: campo único, energia cinética canônica (perturbações viajando à velocidade da luz), fase *slow-roll* (Figura 2.6) e estado de vácuo inicial (existência de um estado de vácuo antes que as flutuações quânticas fossem geradas) (YADAV; WANDEL, 2010). Sendo assim, compreender exatamente a assinatura não-Gaussiana prevista por cada modelo inflacionário é de extrema importância, pois esta seria uma característica única, como uma “impressão digital”, que identifica cada modelo inflacionário. Esta é a principal motivação para a busca por sinais não-Gaussianos no campo de temperatura da RCF, já que a identificação de uma determinada “impressão digital” pode discriminar entre diversas teorias inflacionárias e cenários alternativos.

No caso de modelos inflacionários com mais de um campo escalar, as perturbações geradas não serão necessariamente adiabáticas (BAUMANN, D., 2012). Uma alternativa para as perturbações adiabáticas seriam as perturbações de “isocurvatura”, em que as quantidades relativas de diferentes materiais são perturbadas enquanto a densidade total permanece constante. No entanto, neste cenário as flutuações de temperatura da RCF seriam muito maiores para uma dada amplitude de perturbação de densidade. Por este motivo, as perturbações de isocurvatura não poderiam ser as únicas, mas sim acompanhariam as flutuações adiabáticas (LIDDLE; LYTH, 2000). Considerando um caso restrito principalmente às perturbações adiabáticas, o desvio de Gaussianidade seria mais significativo se as flutuações de isocurvatura produzidas pela inflação não fossem desprezíveis (KOMATSU, 2002). A seção seguinte apresenta de forma sucinta o mecanismo de geração de flutuações de temperatura adiabática. Detalhes sobre flutuações de isocurvatura podem ser encontrados, por exemplo, em Liddle e Lyth (2000), Komatsu (2002), Baumann (2009).

3.1.1 Origem adiabática de flutuações não-Gaussianas a partir da inflação

Para fundamentar a discussão a respeito da possibilidade de um sinal não-Gaussiano primordial ter sido impresso nas flutuações de temperatura da RCF será utilizada a abordagem apresentada por (KOMATSU, 2002; KOMATSU; SPERGEL, 2002).

Como mencionado anteriormente, as perturbações de curvatura do espaço-tempo Φ^1 originam flutuações de densidade, que por sua vez deixam suas características

¹A perturbação de curvatura de Bardeen Φ (BARDEEN, 1980), pode ser escrita em termos da

impressas nos fótons da RCF, gerando suas flutuações de temperatura $\Delta T/T$. Sendo assim, é possível relacionar Φ e $\Delta T/T$ da seguinte forma:

$$\frac{\Delta T}{T} \sim g_T \Phi, \quad (3.1)$$

em que g_T corresponde à função de transferência de radiação, cujo valor depende da escala de tamanho das flutuações de temperatura e contém toda a física que modifica o espectro de potência inicial para gerar o espectro de potência da RCF C_ℓ (WHITE et al., 1994; YADAV; WANDEL, 2010). Para perturbações adiabáticas $g_T = -1/3^2$. A linearidade desta relação implica que se Φ é Gaussiano, ΔT também será. Da mesma forma, a não-linearidade na inflação, que faz de Φ fracamente não-Gaussiano, pode deixar esta marca impressa na RCF. Além disso, de acordo com a teoria relativística de perturbações cosmológicas, existe ainda uma relação não-linear entre estas quantidades, um tipo de correção de ordem superior, tal que:

$$\frac{\Delta T}{T} \sim g_T(\Phi + f_\Phi \Phi^2). \quad (3.2)$$

O segundo termo desta expressão corresponde a uma correção decorrente da teoria de perturbação de segunda ordem. Este termo indica a presença de flutuações não-Gaussianas, portanto, ΔT pode ser não-Gaussiano ainda que Φ seja Gaussiano.

O campo Φ pode ainda ser não-Gaussiano em decorrência da não-linearidade na própria inflação. Neste caso, Φ é expresso em função das flutuações do campo *inflaton*, $\delta\phi$ (Equação 2.38), de acordo com a seguinte relação não-linear

$$\Phi \sim m_{pl}^{-1} g_\Phi (\delta\phi + m_{pl}^{-1} f_{\delta\phi} \delta\phi^2), \quad (3.3)$$

em que $g_\Phi \sim \mathcal{O}(10)$ e $f_{\delta\phi} \sim \mathcal{O}(10^{-1})$, para modelos inflacionários do tipo *slow-roll* (Equação 2.42) e de campo único.

Além disso, mesmo que as flutuações quânticas produzam flutuações Gaussianas no campo *inflaton*, existe ainda a possibilidade de que sua evolução ocorra de tal forma que esta Gaussianidade não seja conservada. Isso pode ocorrer por diversos motivos,

perturbação de curvatura primordial ζ como $\Phi = [(3+3w)/(5+3w)]\zeta$ para flutuações adiabáticas (KODAMA; SASAKI, 1984). ζ é independente de w e permanece constante enquanto fora do raio de Hubble.

²Na era da radiação ($w = 1/3$) e da matéria ($w = 0$) ocorre que $\Phi = \frac{2}{3}\zeta$ e $\Phi = \frac{3}{5}\zeta$, respectivamente (KOMATSU, 2002; KOMATSU, 2010; YADAV; WANDEL, 2010). Portanto, na época do desacoplamento, em que o universo já estava na era da matéria, as flutuações adiabáticas de temperatura observadas são tal que $\Delta T/T = -\frac{1}{3}\Phi = -\frac{1}{5}\zeta$. Φ perturba a RCF através do efeito Sachs-Wolfe (vide Seção 2.1.2). Detalhes podem ser encontrados em Komatsu (2002)

dentre eles, o acoplamento não-linear entre as flutuações clássicas (comprimentos de onda longos) e as flutuações quânticas (comprimentos de onda curtos). Desta forma, ainda que ele fosse originalmente Gaussiano, $\delta\phi$ seria fracamente não-Gaussiano, resultando em uma relação não linear

$$\delta\phi \sim g_{\delta\phi}(\eta + m_{pl}^{-1} f_\eta \eta^2), \quad (3.4)$$

sendo $g_{\delta\phi} \sim 1$ e $f_\eta \sim \mathcal{O}(10^{-1})$. A quantidade η é um campo Gaussiano representando as flutuações quânticas.

Consideradas todas as possibilidades de origem da NG, a relação resultante entre as flutuações de temperatura $\Delta T/T$ e o campo Φ ficaria

$$\frac{\delta T}{T} \sim g_T[\Phi_L + (f_\Phi + g_\Phi^{-1} f_{\delta\phi} + g_\Phi^{-1} g_{\delta\phi}^{-1} f_\eta)\Phi_L^2], \quad (3.5)$$

em que a parte linear Φ_L , ou seja, a perturbação de curvatura Gaussiana, é definida como $\Phi_L \equiv g_\Phi g_{\delta\phi} m_{pl}^{-1} \eta \sim 10 m_{pl}^{-1} \eta$. Desta forma, a Equação 3.1 pode ainda ser rescrita na forma

$$\frac{\Delta T(\mathbf{x})}{T} \sim g_T \Phi(\mathbf{x}), \quad (3.6)$$

tal que

$$\Phi(\mathbf{x}) = \Phi_L(\mathbf{x}) + f_{NL}[\Phi_L^2(\mathbf{x}) - \langle \Phi_L^2(\mathbf{x}) \rangle]. \quad (3.7)$$

Os símbolos $\langle \text{ e } \rangle$ denotam a média sobre um amostra estatística, e $f_{NL} \equiv f_\Phi + g_\Phi^{-1} f_{\delta\phi} + g_\Phi^{-1} g_{\delta\phi}^{-1} f_\eta$ corresponde ao parâmetro de acoplamento não-linear, ou, simplesmente, parâmetro de não-linearidade. O segundo termo na expressão para f_{NL} corresponde a um efeito de segunda ordem da gravidade ($\sim O(1)$) e é dominante sobre os outros termos ($\sim O(10^{-2})$), os quais quantificam a não-linearidade durante a fase de *slow-roll* da inflação.

O parâmetro de não-linearidade f_{NL} é adimensional e utilizado para quantificar o grau de NG na RCF. Ele pode ser estimado tanto a partir da análise apenas de dados de temperatura da RCF, como da combinação destes com informações sobre sua polarização, o que permite melhorar a sensibilidade às flutuações primordiais. O valor deste parâmetro é calculado de acordo com o modelo de inflação considerado, que vão desde modelos mais simples, baseados em campos do tipo *slow-roll*, que preveem baixos valores para este parâmetro ($f_{NL} \sim \mathcal{O}(10^{-1})$), até modelos mais gerais que podem prever níveis muito mais altos de NG, apresentando valores que vão até $f_{NL} \sim 100$ (YADAV; WANDELT, 2010).

3.1.2 Função de correlação de n -pontos

Devido à simetria esférica, a distribuição de flutuações de temperatura da RCF, $f(\hat{n})$, é usualmente escrita em termos de harmônicos esféricos, $Y_{lm}(\hat{n})$. Assim, considerando o céu inteiro, tem-se que

$$f(\hat{n}) = \frac{\Delta T}{T_0}(\hat{n}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\hat{n}), \quad (3.8)$$

sendo T_0 a temperatura média da RCF e \hat{n} o vetor unitário apontando para uma direção arbitrária no céu. Como as perturbações de curvatura primordiais Φ estão diretamente relacionadas às flutuações de temperatura da RCF através da função de transferência radiativa $g_{Tl}(k)$ (vide Equação 3.1) (FERGUSON; SHELLARD, 2007; YADAV; WANDELT, 2010; LIGUORI et al., 2010), é possível escrever os coeficiente como

$$a_{lm} = \int d\hat{n} \frac{\Delta T}{T}(\hat{n}) Y_{lm}^*(\hat{n}) \Rightarrow a_{lm} = 4\pi(-1)^l \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} g_{Tl}(k) \Phi(k) Y_{lm}^*(\hat{\mathbf{k}}), \quad (3.9)$$

sendo $\hat{\mathbf{k}}$ o vetor de onda comóvel e $k = |\mathbf{k}|$.

A distribuição de flutuações de temperatura da RCF é Gaussiana se sua Função Densidade de Probabilidade (PDF, do termo em Inglês *probability density function*) puder ser escrita como (KOMATSU, 2010; BAUMANN, D., 2012)

$$P(f) = \frac{1}{(2\pi)^{N_{pix}/2} |\xi|^{1/2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{ij} f_i (\xi^{-1})_{ij} f_j \right], \quad (3.10)$$

em que $f_i \equiv f(\hat{n}_i)$, $\xi_{ij} \equiv \langle f_i f_j \rangle$ é a matriz de covariância, ou função de correlação de dois pontos³, $|\xi|$ é o determinante desta matriz e N_{pix} é o número de pixels no céu. Usando a expansão em esféricos harmônicos dada pela Equação 3.8 é possível escrever a PDF na seguinte forma

$$P(a) = \frac{1}{(2\pi)^{N_{harm}/2} |C|^{1/2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{\ell m} \sum_{\ell' m'} a_{\ell m}^* (C^{-1})_{\ell m, \ell' m'} a_{\ell' m'} \right], \quad (3.11)$$

sendo $C_{\ell m, \ell' m'} \equiv \langle a_{\ell m} * a_{\ell' m'} \rangle$ e N_{harm} o número de ℓ e m . Caso os coeficientes $a_{\ell m}$ sejam estatisticamente homogêneos e isotrópicos, tem-se que $C_{\ell m, \ell' m'} = C_{\ell} \delta_{\ell \ell'} \delta_{mm'}$,

³A matriz de covariância descreve a função de correlação de dois pontos apenas no caso específico em que ela é diagonal ($i = j$) no espaço de *Fourier* ou de Harmônicos esféricos. Como mostrado por Komatsu (2002), isto acontece apenas quando assume-se a cobertura completa do céu e a invariância rotacional da função de correlação de dois pontos.

de modo que a PDF pode ser escrita como (KOMATSU, 2010; BAUMANN, D., 2012)

$$P(a) = \prod_{\ell m} \frac{e^{-|a_{\ell m}|^2/(2C_\ell)}}{\sqrt{2\pi C_\ell}}. \quad (3.12)$$

Nesta expressão, C_ℓ corresponde ao espectro de potência angular, mencionado no Capítulo 1 (Equação 1.2).

Portanto, se as flutuações de temperatura $f(\hat{n})$ correspondem a uma distribuição Gaussiana, a matriz de covariância, ou sua função de correlação de dois-pontos, contém todas as informações sobre suas propriedades estatísticas, o que permite descrever completamente sua PDF. Isso significa que o espectro de potência C_ℓ contém todas as informações a respeito dos coeficientes $a_{\ell m}$, já que ela é suficiente para definir todas as funções de correlação pares de mais alta ordem, enquanto as ímpares são nulas. Já no caso de uma distribuição não-Gaussiana as propriedades estatísticas deste campo de flutuações de temperatura só serão completamente descritas considerando as funções de correlação de ordens superiores (n -pontos) (LONGUET-HIGGINS, 1957; KOMATSU, 2002; YADAV; WANDEL, 2010; RIOTTO, 2002).

Genericamente, a função de correlação angular de n -pontos, caracterizando o padrão da distribuição de flutuações de temperatura no céu, é escrita como (KOMATSU, 2002; BARTOLO et al., 2004)

$$\langle f(\hat{n}_1)f(\hat{n}_2)\dots f(\hat{n}_n) \rangle. \quad (3.13)$$

A partir da Equação 3.9 para os coeficiente harmônicos esféricos, é possível escrever o espectro angular harmônico de n -pontos como sendo

$$\langle a_{l_1 m_1} a_{l_2 m_2} \dots a_{l_n m_n} \rangle. \quad (3.14)$$

Além do espectro harmônico de dois-pontos, conhecido como espectro de potência angular, os espectro de três e quatro pontos são chamados: biespectro e triespectro, respectivamente. A análise do biespectro, especificamente, tem sido a abordagem mais considerada para o estudo de NG primordial na RCF, e terá alguns aspectos principais discutidos a seguir.

A função de correlação de três pontos dos a_{lm} 's, ou biespectro, é definida por

$$B_{m_1 m_2 m_3}^{l_1 l_2 l_3} = \langle a_{l_1 m_1} a_{l_2 m_2} a_{l_3 m_3} \rangle. \quad (3.15)$$

Substituindo a Equação 3.9 na expressão acima chega-se a

$$B_{m_1 m_2 m_3}^{l_1 l_2 l_3} = (4\pi)^3 (-i)^{l_1 + l_2 + l_3} \int \frac{d^3 \mathbf{k}_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{k}_2}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{k}_3}{(2\pi)^3} \langle \Phi(\mathbf{k}_1) \Phi(\mathbf{k}_2) \Phi(\mathbf{k}_3) \rangle g_{Tl_1}(k_1) g_{Tl_2}(k_2) g_{Tl_3}(k_3) Y_{l_1 m_1}^*(\hat{\mathbf{k}}_1) Y_{l_2 m_2}^*(\hat{\mathbf{k}}_2) Y_{l_3 m_3}^*(\hat{\mathbf{k}}_3). \quad (3.16)$$

Todo modelo inflacionário é caracterizado por previsões específicas para o biespectro das perturbações primordiais em $\Phi(\mathbf{k})$. Este biespectro no espaço de *Fourier*, $B_\Phi(k_1, k_2, k_3)$, é definido como (LIGUORI et al., 2010)

$$\langle \Phi(\mathbf{k}_1) \Phi(\mathbf{k}_2) \Phi(\mathbf{k}_3) \rangle \equiv (2\pi)^3 \delta_D(\mathbf{k}_{123}) B_\Phi(k_1, k_2, k_3), \quad (3.17)$$

sendo $\delta_D(\mathbf{k}_{123}) \equiv \delta_D(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3)$ a função delta de *Dirac*. Esta função implica que a correlação de três pontos será nula a menos que a soma dos vetores de onda, $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3$, seja zero. Isso significa que o biespectro é uma função da magnitude dos três números de onda, k_1, k_2, k_3 , que formam uma configuração triangular fechada, ou seja, a NG é descrita como triângulos no espaço de *Fourier* (LIGUORI et al., 2010; SMIDT et al., 2010).

O observável cosmológico mais diretamente relacionado ao biespectro primordial é o biespectro das flutuações de temperatura da RCF, que é um mapa das perturbações de densidade no instante do desacoplamento. Esta relação pode ser obtida a partir da Equação 3.17, utilizando a forma integral da função delta δ_D (FERGUSSON; SHELLARD, 2007),

$$\delta_D(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d^3x, \quad (3.18)$$

e expandindo o exponencial em harmônicos esféricos,

$$e^{i\mathbf{k}_1\cdot\mathbf{x}} = 4\pi \sum_i i^l j_l(k_1 x) \sum_m Y_{lm}(\hat{\mathbf{k}}_1) Y_{lm}^*(\hat{\mathbf{x}}), \quad (3.19)$$

em que $x = |\mathbf{x}|$, $\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}/|\mathbf{x}|$ e j_l é a função de Bessel esférica de ordem l . Assim, o biespectro da RCF pode ser escrito em função do biespectro primordial, $B_\Phi(k_1, k_2, k_3)$, como

$$B_{m_1 m_2 m_3}^{l_1 l_2 l_3} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^3 \int dx dk_1 dk_2 dk_3 (x k_1 k_2 k_3)^2 B_\Phi(k_1, k_2, k_3) g_{Tl_1}(k_1) g_{Tl_2}(k_2) g_{Tl_3}(k_3) j_{l_1}(k_1 x) j_{l_2}(k_2 x) j_{l_3}(k_3 x) \int d\Omega_x Y_{l_1 m_1}(\hat{\mathbf{x}}) Y_{l_2 m_2}(\hat{\mathbf{x}}) Y_{l_3 m_3}(\hat{\mathbf{x}}). \quad (3.20)$$

A última integral da expressão acima é conhecida como integral de *Gaunt* e possui

a seguinte solução geométrica,

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_{m_1 m_2 m_3}^{l_1 l_2 l_3} &\equiv \int d\Omega_x Y_{l_1 m_1}(\hat{\mathbf{x}}) Y_{l_2 m_2}(\hat{\mathbf{x}}) Y_{l_3 m_3}(\hat{\mathbf{x}}) \\ &= \sqrt{\frac{(2l_1 + 1)(2l_2 + 1)(2l_3 + 1)}{4\pi}} \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.21)$$

sendo $\begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix}$ o símbolo *Wigner-3j* (para detalhes, vide Komatsu (2002)).

Desta forma chega-se a

$$\begin{aligned} B_{m_1 m_2 m_3}^{l_1 l_2 l_3} &= \left(\frac{2}{\pi}\right)^3 \mathcal{G}_{m_1 m_2 m_3}^{l_1 l_2 l_3} \int dx dk_1 dk_2 dk_3 (x k_1 k_2 k_3)^2 B_\Phi(k_1, k_2, k_3) \\ &\quad g_{Tl_1}(k_1) g_{Tl_2}(k_2) g_{Tl_3}(k_3) j_{l_1}(k_1 x) j_{l_2}(k_2 x) j_{l_3}(k_3 x). \end{aligned} \quad (3.22)$$

Estudos do biespectro primordial usualmente são caracterizados pelo parâmetro de amplitude, f_{NL} , que quantifica o grau de NG (Equação 3.7), uma vez assumido um modelo específico para B_Φ . Segundo (LIGUORI et al., 2010), pode-se escrever que

$$B_\Phi \equiv f_{NL} F(k_1, k_2, k_3), \quad (3.23)$$

em que $F(k_1, k_2, k_3)$ representa a dependência do biespectro primordial com uma específica configuração triangular, em outras palavras, representa a “forma do biespectro”, como é normalmente chamada. Vale ressaltar que ambos, f_{NL} e B_Φ são fortemente dependentes do modelo utilizado.

Uma estimativa do desvio de Gaussianidade pode ser obtida a partir da comparação entre o biespectro previsto pela teoria, $\langle a_{l_1 m_1} a_{l_2 m_2} a_{l_3 m_3} \rangle$, mostrado acima, e aquele obtido com as observações, $a_{l_1 m_1}^{obs} a_{l_2 m_2}^{obs} a_{l_3 m_3}^{obs}$. Isto pode ser feito, por exemplo, utilizando o método de mínimos quadrados como um estimador, permitindo impor significantes restrições a modelos inflacionários, ou ainda a modelos alternativos que geram perturbações cosmológicas.

Já o parâmetro de não-linearidade pode ser estimado através da escolha do modelo primordial que será testado, com o posterior cálculo da forma do seu biespectro. Também é possível estimar a amplitude do parâmetro f_{NL}^{modelo} a partir dos próprios dados (vide por exemplo Komatsu et al. (2003), Liguori et al. (2010)). Esta estimativa irá dizer se os dados permitem alguma detecção significativa desta forma específica de biespectro, além de permitir uma restrição do intervalo de possíveis valores de f_{NL}^{modelo} .

3.1.3 Alguns tipos de não-Gaussianidade

Além do cenário inflacionário tipo *slow-roll* de campo *inflaton* único que prevê uma amplitude muito baixa de NG ($\sim 10^{-6}$ K), a literatura dispõe de uma série de modelos que preveem outras amplitudes. O biespectro é um excelente indicador de NG para diversos cenários, em especial aqueles caracterizados por baixas amplitudes de NG, devido à sua sensibilidade. Como o biespectro depende dos parâmetros \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 e \mathbf{k}_3 que caracterizam a forma triangular, e definem o tipo de NG, diferentes modelos farão diferentes previsões para a função de três pontos.

Usando a Equação 3.23, o biespectro dado por 3.17 pode ser reescrito como (vide por exemplo Yadav e Wandelt (2010), Liguori et al. (2010))

$$\langle \Phi(\mathbf{k}_1)\Phi(\mathbf{k}_2)\Phi(\mathbf{k}_3) \rangle \equiv (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k}_{123}) f_{\text{NL}} \cdot F(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3), \quad (3.24)$$

em que o parâmetro de não-linearidade f_{NL} é adimensional e define a amplitude da NG (parâmetro de acoplamento na Equação 3.7). Já a função $F(k_1, k_2, k_3)$ caracteriza a forma do biespectro, correlacionando as flutuações aos vetores de onda (k_i , $i = 1, 2, 3$), os quais formam um triângulo no espaço de Fourier. A Figura 3.1 mostra algumas configurações triangulares, e, sem perda de generalidade, ordena os vetores de onda tal que $k_3 \leq k_2 \leq k_1$. A seguir serão discutidas algumas formas mais conhecidas de biespectro primordial (tipo de NG) (detalhes podem ser encontrados em Komatsu (2010), Yadav e Wandelt (2010), Liguori et al. (2010)).

1. *Tipo local*: A definição dada pela Equação 3.7 para uma correção não-linear das perturbações Gaussianas é local no espaço real. Como seu biespectro decorre de perturbações de curvatura na forma

$$\Phi(\mathbf{x}) = \Phi_L(\mathbf{x}) + f_{\text{NL}}^{\text{local}} [\Phi_L^2(\mathbf{x}) - \langle \Phi_L^2(\mathbf{x}) \rangle], \quad (3.25)$$

este tipo de NG recebe o nome “local”. Mas é importante ressaltar que esta não é a única forma de produzir este tipo de NG, o que também é possível a partir de modelos de inflação com mais de um campo escalar, onde as flutuações são aproximadamente invariantes em escala, cenários curvaton, modelos com vários campos em que um deles modula a taxa de decaimento da inflação, modelos ecpiróticos, dentre outros (KOMATSU, 2010).

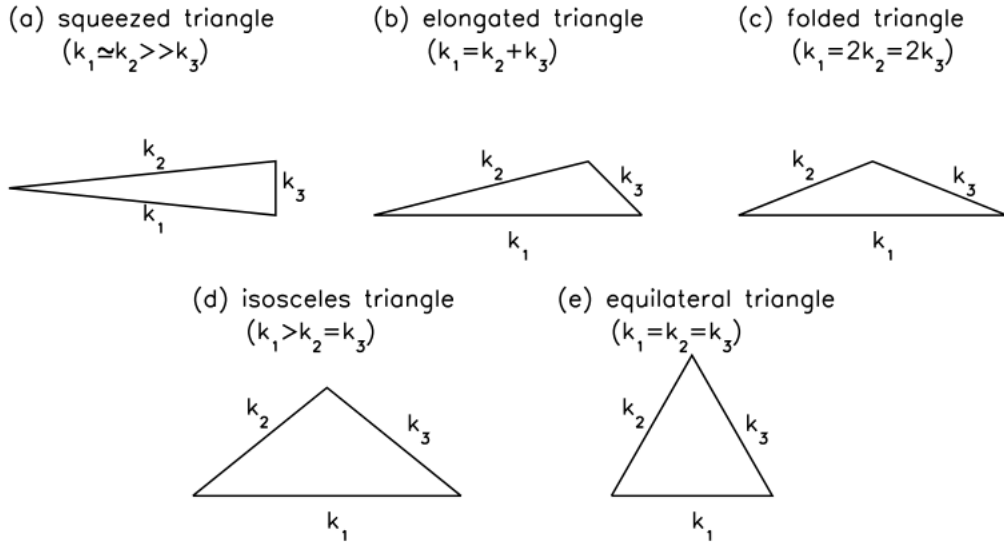


Figura 3.1 - Representação de algumas combinações de vetores de onda ($k_3 \leq k_2 \leq k_1$) formando triângulos que caracterizam o biespectro $B_\Phi(k_1, k_2, k_3)$.

Fonte: Adaptada de Komatsu (2010).

Neste caso o biespectro é dado pela expressão

$$B_\Phi(k_1, k_2, k_3) = 2f_{\text{NL}}^{\text{local}} [P_\Phi(k_1)P_\Phi(k_2) + P_\Phi(k_2)P_\Phi(k_3) + P_\Phi(k_3)P_\Phi(k_1)]. \quad (3.26)$$

Sendo $P_\Phi(k) = A/k^{4-n_s}$ o espectro de potência de Φ , com amplitude A e índice espectral n_s , o biespectro fica

$$B_\Phi(k_1, k_2, k_3) = 2A^2 f_{\text{NL}}^{\text{local}} \left[\frac{1}{k_1^{4-n_s} k_2^{4-n_s}} + \frac{1}{k_2^{4-n_s} k_3^{4-n_s}} + \frac{1}{k_3^{4-n_s} k_1^{4-n_s}} \right]. \quad (3.27)$$

De acordo com esta expressão, a forma triangular chamada *squeezed*, ou seja, $k_3 \ll k_1 \approx k_2$ (à esquerda da Figura 3.1), é a configuração dominante neste tipo de NG, já que ela apresenta um pico nesta situação. No limite dado por esta configuração, o biespectro para NG local fica

$$\lim_{k_3 \ll k_1 \approx k_2} B_\Phi(k_1, k_2, k_3) = 4f_{\text{NL}}^{\text{local}} P_\Phi(k_1)P_\Phi(k_3). \quad (3.28)$$

2. *Tipo equilateral*: A forma equilateral do biespectro é dada por

$$B_{\Phi}(k_1, k_2, k_3) = 6A^2 f_{\text{NL}}^{\text{equil}} \left\{ -\frac{1}{k_1^{4-n_s} k_2^{4-n_s}} - \frac{1}{k_2^{4-n_s} k_3^{4-n_s}} - \frac{1}{k_3^{4-n_s} k_1^{4-n_s}} - \frac{2}{(k_1 k_2 k_3)^{2(4-n_s)/3}} + \left[\frac{1}{k_1^{(4-n_s)/3} k_2^{2(4-n_s)/3} k_3^{4-n_s}} + (5 \text{ permutações}) \right] \right\}, \quad (3.29)$$

em que “permutações” denota a permutação cíclica dos índices $i = 1, 2, 3$ de k_i . Esta forma de biespectro é produzida em modelos nos quais são consideradas correções que utilizam derivadas de mais altas ordens das perturbações, podendo levar a NGs de elevadas amplitudes. Estes termos anulam-se fora do horizonte e não contribuem para o biespectro, que será máximo quando todos os três vetores de onda tiverem comprimento igual ao do horizonte. Portanto, neste caso o biespectro possui uma forma tal que a configuração equilateral, $k_1 = k_2 = k_3$, é dominante (BAUMANN, D., 2012).

3. *Tipo ortogonal*: A forma ortogonal do biespectro é dada por

$$B_{\Phi}(k_1, k_2, k_3) = 6A^2 f_{\text{NL}}^{\text{ortog}} \left\{ -\frac{3}{k_1^{4-n_s} k_2^{4-n_s}} - \frac{3}{k_2^{4-n_s} k_3^{4-n_s}} - \frac{3}{k_3^{4-n_s} k_1^{4-n_s}} - \frac{8}{(k_1 k_2 k_3)^{2(4-n_s)/3}} + \left[\frac{3}{k_1^{(4-n_s)/3} k_2^{2(4-n_s)/3} k_3^{4-n_s}} + (5 \text{ permutações}) \right] \right\}, \quad (3.30)$$

que é construída de forma a ser aproximadamente ortogonal a ambas as formas local e equilateral. Modelos de campo único podem gerar este tipo de NG, que pode apresentar uma amplitude significativa (CURTO et al., 2011).

3.2 Contaminação por NG secundária

Sinais não-Gaussianos secundários tem origem após a época de último espalhamento, quando o potencial começa a evoluir devido à expansão do universo, ou ainda devido ao efeito da reionização. As NGs secundárias podem ser classificadas em quatro categorias (vide Bartolo et al. (2010b), Liguori et al. (2010), e também discussão na Seção 4.3):

- efeitos sistemáticos instrumentais: apesar de ruídos instrumentais frequen-

temente apresentarem comportamento Gaussiano, suas possíveis propriedades não-Gaussianas devem ser verificadas,

- resíduos de emissões *foreground* difusas (principalmente emissões síncrotron, livre-livre e de poeira) e fontes pontuais não resolvidas,
- efeitos decorrentes de não-linearidades nas equações de Boltzmann, relacionadas à natureza não-linear da Relatividade Geral e à dinâmica do sistema bárion-fóton,
- anisotropias secundárias da RCF.

O estudo de sinais não-Gaussianos primordiais na RCF realizados com dados do WMAP deram atenção especial às contaminações decorrentes dos resíduos de *foregrounds* e fontes pontuais não resolvidas (vide por exemplo [Chingangbam e Park \(2012\)](#)). Isto se deve ao fato de que, de acordo com resultados de estudos das anisotropias secundárias, efeitos como SZ, Rees-Sciama, Ostriker-Vishniac, Sachs-Wolfe integrado e lenteamento gravitacional não são relevantes para a análise de dados proveniente de experimentos com resolução da ordem daquelas dos instrumentos do satélite WMAP ($l_{max} < 500$), já que seu sinal fica diluído no feixe do instrumento ([BARTOLO et al., 2010b](#); [YADAV; WANDEL, 2010](#)). Já no caso de instrumentos de mais alta resolução e sensibilidade, como é o caso do Planck, o sinal não-Gaussiano destes efeitos devem ser considerados. Neste contexto, diversos algoritmos de separação de componentes vêm sendo utilizados com o objetivo de discriminar entre as múltiplas formas de NG que podem estar presentes nos mapas de RCF, ajudando a estimar suas amplitudes e a obter um mapa de flutuações da RCF o mais “limpo” possível ([LEACH et al., 2008](#); [NOVAES, 2011](#); [NOVAES; WUENSCH, 2012](#); [PLANCK COLLABORATION, 2014c](#)).

Assim como os *foregrounds*, as anisotropias secundárias também produzem biespectros que podem mascarar ou reproduzir parcialmente o biespectro da RCF. Nesta situação, a estimativa do biespectro total observado, derivado dos sinais primordial e secundários presentes na RCF, seria escrito da seguinte forma ([YADAV; WANDEL, 2010](#); [LIGUORI et al., 2010](#))

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{obs} = f_{NL} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{prim} + \sum_{i=1}^{N_s} A_i B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^i, \quad (3.31)$$

sendo N_s o número de fontes do biespectro da RCF, $B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^i$ o biespectro gerado pela i -ésima fonte ($i = 1, \dots, N_s$), A_i sua amplitude e $B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{prim}$ o biespectro primordial. É

importante mencionar que dois tipos de biespectro serão fortemente correlacionados caso apresentem formas similares. Um exemplo é o biespectro correlacionando o lenteamento fraco das anisotropias da RCF e o efeito ISW, que, como pode ser mostrado, é dominado por configurações do tipo *squeesed*, e por isso pode ser um contaminante significativo para estimativas da NG do tipo local (LIGUORI et al., 2010; YADAV; WANDELT, 2010).

Resultados recentes da análise dos dados do satélite Planck mostram que caso a contribuição da correlação entre o sinal lenteado da RCF e o efeito ISW para o biespectro secundário não seja considerado durante as análises pode incluir um bias da ordem de $\Delta f_{\text{NL}}^{\text{local}} \approx 7$ nas estimativas do parâmetro de não linearidade local, e de $\Delta f_{\text{NL}}^{\text{equil}} \approx 0.4$ a 1.4 e $\Delta f_{\text{NL}}^{\text{ortog}} \approx -22$ a -19 para os tipos equilateral e ortogonal, respectivamente. Estes resultados confirmam que, de acordo com a incerteza prevista, a forma local é a mais afetada por este bias, seguido pela forma ortogonal (para discussão vide Planck Collaboration (2014j)). Além desta, outra contribuição cujo biespectro também é dominado pela configuração *squeesed* decorre da correlação entre o sinal lenteado da RCF e o efeito RS, que, de acordo com Mangilli e Verde (2009), causaria um bias de $\Delta f_{\text{NL}}^{\text{local}} < 10$.

Assim como os exemplos acima para o caso de análises utilizando o biespectro, o uso de outros estimadores também exige um estudo detalhado da contribuição de contaminantes não-Gaussianos, para que estes possam ser satisfatoriamente subtraídos. A seção seguinte apresenta resultados recentes obtidos com o uso de alguns dos estimadores mais conhecidos.

3.3 Resultados recentes do uso de estimadores de NG

Dentre os diversos estimadores presentes na literatura, foram escolhidos três para os quais são citados alguns resultados recentes de suas aplicações.

Biespectro

Utilizando dados de nove anos de observação do satélite WMAP, o último conjunto de mapas de temperatura do céu inteiro oficialmente disponibilizado para uso público, Bennett et al. (2013) apresentam resultados consistentes com a hipótese Gaussiana. A partir de dados nas bandas V e W (61 e 94 GHz, respectivamente), os autores utilizaram a máscara KQ75⁴ para retirar a região de alta contaminação por emissão Galáctica e fonte pontuais e modelos de emissão Galáctica para a limpeza

⁴http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/dr5/m_products.cfm

dos mapas. A aplicação de um estimador de biespectro a estes dados permitiu a estimativa do parâmetro de não-linearidade correspondente a três tipos de NG, a local, equilateral e ortogonal, respectivamente,

$$\begin{aligned} f_{\text{NL}}^{\text{local}} &= 37,2 \pm 19,9; \\ f_{\text{NL}}^{\text{equil}} &= 51 \pm 136; \\ f_{\text{NL}}^{\text{ortog}} &= -245 \pm 100; \end{aligned} \tag{3.32}$$

para um CL de 68% e sendo $-3 < f_{\text{NL}}^{\text{local}} < 77$, $-221 < f_{\text{NL}}^{\text{equil}} < 323$ e $-445 < f_{\text{NL}}^{\text{ortog}} < -45$ para 95%. O resultado para o tipo local já apresenta a correção devido ao biespectro correspondente ao acoplamento entre o sinal da RCF lenteado e o efeito ISW, que foi estimado como sendo $\Delta f_{\text{NL}}^{\text{local}} = 2,6$ (BENNETT et al., 2013).

Atualmente os dados considerados mais sensíveis para investigar a física do universo jovem são aqueles produzidos pelo satélite Planck. A colaboração Planck disponibilizou quatro mapas de céu inteiro e alta resolução (SMICA, SEVEM, NILC e Commander-Ruler), cada um deles derivado do uso de um algoritmo para separação de componentes (detalhes podem ser encontrados em Planck Collaboration (2014c) e também na Seção 6.1). Cada um destes mapas foi analisado quanto à presença de contaminações secundárias, buscando por possíveis desvios de Gaussianidade (PLANCK COLLABORATION, 2014j). Assim como no caso citado acima, os resultados também indicam uma concordância com a hipótese Gaussiana, mas não excluem a possibilidade de presença de NG primordial de baixa amplitude.

Os principais resultados obtidos pela colaboração Planck utilizando três estimadores de biespectro para análise do mapa SMICA, o mais limpo dos quatro mapas, e considerando $\ell_{\text{max}} = 2500$, são (para detalhes dos estimadores vide Planck Collaboration (2014j)):

$$\begin{aligned} f_{\text{NL}}^{\text{local}} &= 2,7 \pm 5,8; \\ f_{\text{NL}}^{\text{equil}} &= -42 \pm 75; \\ f_{\text{NL}}^{\text{ortog}} &= -25 \pm 39; \end{aligned} \tag{3.33}$$

para um CL de 68%. Já no caso de $\ell_{\text{max}} = 500$, o resultado obtido está em bom

acordo com aqueles obtidos de análises dos dados do WMAP-9 (Equações 3.32):

$$\begin{aligned}
 f_{\text{NL}}^{\text{local}} &= 38 \pm 18, \\
 f_{\text{NL}}^{\text{equil}} &= -119 \pm 121, \\
 f_{\text{NL}}^{\text{ortog}} &= -163 \pm 109.
 \end{aligned}
 \tag{3.34}$$

Funcionais de Minkowski

Os Funcionais de Minkowski⁵, que descrevem propriedades morfológicas do campo de anisotropias da RCF, têm sido aplicados a dados do WMAP (HIKAGE; MATSUBARA, 2012; MODEST et al., 2013) e recentemente foram utilizados como um segundo estimador pela colaboração Planck, de forma complementar ao biespectro (PLANCK COLLABORATION, 2014j). A análise utilizando os FMs foi realizada apenas para o mapa SMICA, considerando $\ell_{\text{max}} = 2000$. A região Galáctica e fontes pontuais foram removidas utilizando a máscara U73 (vide descrição na Seção 6.1), subtraindo também a contribuição de outras fontes secundárias de sinal não-Gaussiano. A correspondente análise foi realizada apenas para a forma local, e o resultado obtido foi: $f_{\text{NL}} = 4.2 \pm 20.5$, confirmando medidas realizadas com os estimadores de biespectro.

Wavelets

A análise de *wavelets* é mais uma ferramenta que se tornou bastante popular para a análise de dados da RCF, especialmente na busca por desvios de Gaussianidade nestes mapas (VIELVA, 2010; CASAPONSA et al., 2011; CASAPONSA et al., 2011; PLANCK COLLABORATION, 2014j; FERGUSSON, 2014). Utilizar *wavelets* como base para a expansão das anisotropias de temperatura ao invés dos harmônicos esféricos e *fourier* é uma grande vantagem, já que isso torna possível estudar fenômenos físicos com comportamentos dependentes da escala mantendo informações de sua localização espacial. Uma base muito utilizada são as *Spherical Mexican Hat Wavelet* (SMHW), cujos detalhes podem ser encontrados, por exemplo, em Martínez-González et al. (2002), Vielva (2010).

Uma propriedade que faz das *wavelets* uma ferramenta única na busca por NG é sua capacidade de ampliar algumas características do campo de temperatura em uma determinada escala. O biespectro calculado a partir dos coeficientes de *wavelets* para

⁵Os FMs compõem uma das etapas do estimador desenvolvido e utilizado nas análises apresentadas neste trabalho. Uma descrição detalhada desta ferramenta é apresentada no Capítulo 5.

grandes e pequenas escalas é um estimador bastante eficiente (VIELVA, 2010; CURTO et al., 2011). Este foi um dos métodos utilizados pela colaboração Planck para a estimativa do sinal não-Gaussiano primordial. As estimativas realizadas com o uso de uma base de SMHW para o cálculo do biespectro foram

$$\begin{aligned} f_{\text{NL}}^{\text{local}} &= 0,9 \pm 8,5; \\ f_{\text{NL}}^{\text{equil}} &= 90 \pm 84; \\ f_{\text{NL}}^{\text{ortog}} &= -45 \pm 52; \end{aligned} \tag{3.35}$$

também confirmando resultados obtidos a partir da análise por outros tipos de estimadores de biespectro (para detalhes vide Planck Collaboration (2014j)).

4 O PROBLEMA DOS *FOREGROUNDS*

O uso de experimentos cada vez mais sensíveis para observação da RCF faz com que as emissões *foreground* tornem-se a principal fonte de incerteza destas medições. Além de importante no estudo de fontes astrofísicas, a contaminação do sinal primordial devido a estas emissões é também o motivo pelo qual um grande esforço tem sido dedicado à sua observação e compreensão. Dentre os esforços, estão as observações em várias bandas de frequências, além do desenvolvimento de diversas ferramentas para quantificar e separar estes sinais dos dados da RCF (BENNETT et al., 2013; PLANCK COLLABORATION, 2014c).

Os *foregrounds* Galácticos são as principais fontes de contaminação do sinal da RCF em grandes escalas angulares, $\gtrsim 0.1^\circ$ (BENNETT et al., 2003). As três principais componentes da emissão difusa Galáctica são: síncrotron e livre-livre, predominando em baixas frequências, e a térmica de poeira em altas frequências. A Figura 4.1 mostra a intensidade de cada componente em relação ao sinal da RCF no espectro de frequências, mostrando o domínio da emissão síncrotron em frequências $\lesssim 30$ GHz, e da poeira em $\gtrsim 70$ GHz. Já a contaminação em pequenas escalas angulares se dá principalmente por *foregrounds* extragalácticos, como fontes pontuais em rádio e infravermelho (IR - do termo em Inglês *infrared*), além do efeito SZ, que gera flutuações secundárias no campo de temperatura da RCF e será descrito no Capítulo 7. Além destes, existem ainda outros tipos de processos que deixam efeitos secundários na distribuição de temperatura da RCF, sendo de extrema importância sua contabilização e remoção antes de qualquer análise.

Este capítulo tem como objetivo apresentar alguns dos mais importantes contaminantes do sinal da RCF, sinais com distribuição espacial não-Gaussiana que dificultam a análise do sinal primordial e, conseqüentemente, a obtenção de informações cosmológicas que a RCF fornece. As seções a seguir resumem os principais conceitos a respeito destes *foregrounds*.

4.1 Emissão Galáctica

4.1.1 Emissão Síncrotron

A radiação síncrotron decorre do movimento espiral de elétrons de alta energia em torno de linhas campo magnético na Galáxia, e por isso sua intensidade depende tanto da densidade de elétrons relativísticos quanto da amplitude B do campo. Portanto, a potência emitida por cada elétron com frequência angular ω , como mostrado

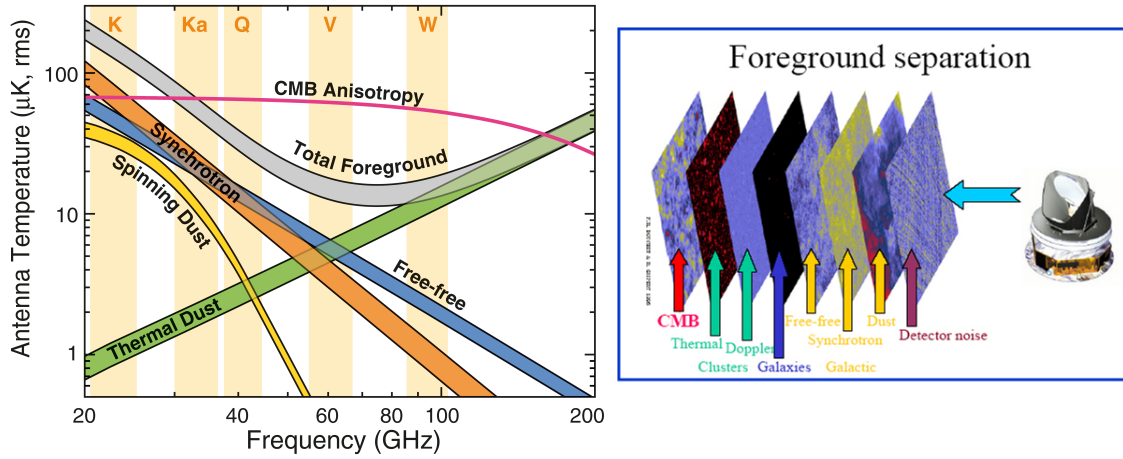


Figura 4.1 - Esquerda: Sinal da RCF comparada às principais emissões *foreground* da Galáxia. Direita: Ilustração dos principais *foregrounds* da RCF, enfatizando a necessidade de uma separação eficiente destes sinais para a análise acurada do sinal primordial.

Fonte: Bennett et al. (2013), NASA (2013)

em detalhes por Ribicki e Lightman (1979), pode ser escrita na forma

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{q^3 B \sin \alpha}{mc^2} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right), \quad (4.1)$$

sendo q e m a carga elétrica e a massa do elétron, respectivamente, e α o ângulo entre as direções do campo magnético e de movimento do elétron (chamado *pitch angle*), a dependência com a frequência é dada pela função F , definindo como os elétrons estão distribuídos de acordo com sua energia, e ω_c é a frequência crítica (ou de corte), uma quantidade utilizada para definir a região de frequências em que a potência emitida decresce rapidamente. O espectro de potência possui um pico próximo a ω_c , que é escrita como (RIBICKI; LIGHTMAN, 1979)

$$\omega_c = \frac{3\gamma^2 q B \sin \alpha}{2mc}, \quad (4.2)$$

em que γ é o fator de Lorentz.

Para elétrons cuja distribuição de energia é dada por uma lei de potência, $N(E) \propto E^{-p}$, o espectro da emissão síncrotron também pode ser aproximado por uma lei de

potência (BENNETT et al., 2003; KOGUT et al., 2007; ICHIKI, 2014)

$$T(\nu) \propto B^{(p+1)/2} \nu_S^\beta, \quad (4.3)$$

em que o índice espectral se relaciona com o índice espectral da lei de potência dos elétrons p na forma $\beta_S = -(p + 3)/2$ para frequências ν acima de alguns gigahertz.

Os elétrons relativísticos originam-se principalmente em supernovas (SN), que são provavelmente as progenitoras das principais estruturas que apresentam emissão em radio na Galáxia em latitudes intermediárias. Após a fase de expansão da SN, sua remanescente é formada por estruturas de diversos tamanhos, cuja intensidade do campo magnético varia de acordo com o tamanho destas estruturas. Os elétrons originários dessa SN também perde energia enquanto viaja grandes distâncias na Galáxia. Devido à dependência com a intensidade do campo magnético e energia dos elétrons, a intensidade e espectro da emissão síncrotron apresenta significantes variações de ponto a outro no céu, com diferentes comportamentos espectrais, sendo mais intensa na região do plano Galáctico (DAVIES; WILKINSON, 1998; BENNETT et al., 2003; ICHIKI, 2014). Além disso, grandes regiões com características espectrais da emissão síncrotron também se estendem para regiões mais afastadas do plano, sendo as mais proeminentes destas os chamados *loops*, que descrevem círculos com diâmetro de 60° a 120° no céu (SMOOT, 1999). Por tais motivos, o índice espectral β_S apresenta diferentes valores não apenas de acordo com a posição no céu mas também com a faixa de frequência, cujo valor típico é $\beta_S \approx -2.5$ em frequências de rádio. Para baixas frequências, <10 GHz, análises deste sinal indicam que $\beta_S \approx -3.0$, com variações espaciais desta média ($\pm 0,2$) (BENNETT et al., 2003; DE OLIVEIRA-COSTA et al., 2008). Sendo assim, Hinshaw et al. (2007), utilizando dados do WMAP-3, modelaram o espectro da emissão síncrotron $S_S(\nu, p)$ no pixel p e frequência ν como sendo

$$S_S(\nu, p) = \left(\frac{\nu}{\nu_K} \right)^{\beta_S - 0,25[\beta_S + 3,5]}, \quad (4.4)$$

para a banda Ka (33 GHz), e

$$S_S(\nu, p) = S_S(\nu_{Ka}, p) \left(\frac{\nu}{\nu_{Ka}} \right)^{\beta_S - 0,7[\beta_S + 3,5]}, \quad (4.5)$$

para as bandas Q, V e W (41, 61 e 94 GHz respectivamente), normalizando o espectro ($S_S \equiv 1$) na Banda K (23 GHz).

Outro fator que influencia o espectro da emissão síncrotron é a propagação e con-

sequente perda de energia dos elétrons, além do grau de confinamento na galáxia hospedeira. Uma elevada taxa de perda de energia e baixa taxa de escape implica em um índice espectral mais íngreme, $\beta_S < -2,9$, enquanto uma perda menor de energia, ou seja, quando os elétrons conseguem escapar da galáxia hospedeira antes de perderem uma fração significativa de sua energia, implica em um índice espectral mais plano, $\beta_S > -2,7$ (BENNETT et al., 2003).

Outra característica da emissão síncrotron é sua elevada polarização perpendicularmente às linhas de campo magnético, já que este é o responsável pela aceleração dos elétrons relativísticos. A amplitude da polarização, que é dependente do índice espectral de temperatura, pode chegar a $\sim 40\%$ na frequência de 23 GHz observada pelo satélite WMAP. Além disso, é em latitudes Galácticas mais elevadas que o grau de polarização da emissão síncrotron é mais elevado. As regiões dos *loops*, por exemplo, podem apresentar polarização de 30-50% (DAVIES; WILKINSON, 1998; KOGUT et al., 2007; ICHIKI, 2014).

4.1.2 Emissão Livre-Livre

A emissão livre-livre, também chamada *bremsstrahlung* térmico, é originária do espalhamento Coulomb entre elétrons quentes e íons do plasma interestelar (veja discussão em, e.g., Smoot (1999), Ichiki (2014)). A desaceleração de um elétron devido à interação com o campo coulombiano de um alvo, o qual pode ser um íon ou um pósitron, leva à perda de energia, ou seja, na emissão de um fóton de raio X. Sucessivas colisões podem fazer um elétron chegar ao repouso, de acordo com a energia perdida em cada uma delas. Além disso, a quantidade de energia perdida define o comprimento de onda do fóton emitido, constituindo um espectro contínuo. Considerando um plasma contendo n_i íons e n_e elétrons por unidade de volume ($Wm^{-3}Hz^{-1}$), seguindo uma distribuição de Maxwell-Boltzmann para as velocidades, a potência emitida por unidade de volume e por hertz, conhecida como emissividade volumétrica, é dada por (BRADT, 2008)

$$j_\nu(\nu)d\nu = 6,8 \times 10^{-51} g(\nu, T, Z) Z^2 n_e n_i \frac{e^{-h\nu/kT}}{T^{1/2}} d\nu \quad (W/m^2), \quad (4.6)$$

para um intervalo $d\nu$ de frequências. A função $g(\nu, T, Z)$ é o fator de *Gaunt*, que varia lentamente (quase constante) com a frequência e modifica a forma do espectro, T é a temperatura do plasma, Z o número atômico do íon e k a constante de Boltzmann.

Assim como a síncrotron, a emissão livre-livre está associada a regiões de formação estelar, em baixas latitudes Galácticas. Essa emissão térmica é proveniente princi-

palmente de regiões HII, assim como as linhas de emissão $H\alpha$. Por este motivo a emissão $H\alpha$ é um bom traçador da emissão livre-livre (BARTLETT; AMRAM, 1998; SMOOT, 1999; ICHIKI, 2014).

A intensidade total da emissão livre-livre é obtida integrando a Equação 4.6 ao longo da linha de visada, $I_\nu = \int j_\nu ds$. Esta quantidade pode ainda ser expressa em termos da temperatura de brilho T_B . Em termos desta quantidade o espectro da emissão livre-livre é tal que

$$T_B(\nu) \propto \nu_{ll}^\beta, \quad (4.7)$$

com índice espectral também variando com a frequência. Para altas frequências, $\nu > 10$ GHz, o espectro é tal que $\beta_{ll} = -2, 15$, enquanto que para altas frequências $\beta_{ll} = 2$ com valor médio de ~ 2 (BENNETT et al., 2003). Esta componente domina apenas em um pequeno intervalo de frequências em que a emissão síncrotron é mínima, região espectral esta onde opera a maioria dos experimentos destinados a medir a RCF, fazendo desta emissão uma importante contaminação do sinal primordial. No entanto, sua difícil remoção, em decorrência do pequeno intervalo de frequências que domina e ao baixo índice espectral em relação à emissão síncrotron, pode ser contornada com o uso de observações em diversas bandas de frequência. Isto permite uma melhor estimativa do seu sinal, bem como de outros *foregrounds*.

4.1.3 Emissão térmica de Poeira

A emissão de poeira é a maior fonte de contaminação *foreground* em altas frequências. Os grãos de poeira interestelar absorvem os fótons ultravioleta de estrelas e voltam a emitir no IR médio e longo, compondo a radiação de poeira (veja, e.g., Smoot (1999) e (ICHIKI, 2014)). A emissão na região milimétrica do espectro é proveniente dos maiores grãos de poeira que encontram-se em equilíbrio térmico com o campo de radiação do ambiente. A princípio, estes grãos de poeira teriam se condensado a partir dos gases quentes provenientes de estrelas em evolução.

A emissão de poeira, ao contrario das emissões síncrotron e livre-livre, apresenta um espectro crescente com a frequência e pode ser descrita por um modelo de corpo negro modificado, cuja intensidade específica é dada por (PLANCK COLLABORATION, 2014b; ICHIKI, 2014):

$$I_\nu = \tau_D(\nu)B_\nu(T), \quad (4.8)$$

sendo B_ν a função de Planck correspondente à uma temperatura T . Esta tempera-

tura é determinada, dentre outros fatores, pela intensidade do campo de radiação interestelar e pela eficiência da emissão em IR, que são os processos de aquecimento e resfriamento, respectivamente. Além disso, a variedade de formas dos grãos, tamanho, composição química e estrutura, também levam a diferentes temperaturas. Todos estes fatores, além da densidade de poeira, influenciam diretamente a emissão de poeira. τ_ν , dependente da frequência, corresponde à profundidade ótica da poeira e é dado por

$$\tau_D(\nu) = A\nu_p^\beta, \quad (4.9)$$

em que A é a amplitude do corpo negro modificado e β_p é o índice espectral. De acordo com resultados da análise de dados do satélite Planck, os valores médios de T e β_p no céu inteiro são 19,7 K e 1,62, respectivamente, com incertezas de 3-6%, (PLANCK COLLABORATION, 2014b). Em 2013 a colaboração Planck disponibilizou para uso público mapas de céu inteiro de T , β_p e $\tau_D(\nu)$ ¹ (para $\nu = 353$ GHz).

4.1.4 Emissão CO

O meio interestelar, cuja matéria aparece na forma de gás (átomos, moléculas, íons e elétrons) e poeira, corresponde a uma pequena fração da massa total da Galáxia (10-15%). Cerca de metade desta massa está confinada em “nuvens”, ocupando \sim 1-2% do volume interestelar (FERRIÈRE, 2001).

As moléculas mais abundantes no meio interestelar são as de hidrogênio, H_2 , e monóxido de carbono, CO. A mais abundante delas, H_2 , não produz emissão em rádio, apenas linhas de absorção no ultravioleta, e é quase impossível ser diretamente observada. Isto ocorre porque o gás e a poeira tornam-se tão densos na nuvem molecular que a alta extinção no ultravioleta impede uma medida acurada do H_2 nesta região. Por outro lado, as transições rotacionais da molécula de CO em frequências mais baixas são facilmente observadas (2,6 e 1,3 mm). A transição de mais baixa frequência (linha $1 \rightarrow 0$ em 115 GHz) no comprimento de onda de rádio de 2,6 mm tornou-se o primeiro traçador de gás molecular interestelar, sendo o análogo molecular mais próximo da linha de 21 cm do hidrogênio (FERRIÈRE, 2001; DAME et al., 2001). Existe também uma evidência da correlação entre as quantidades de H_2 e CO, em que a emissão CO é causada pela colisão com as moléculas de H_2 , o que permitiria estimar a quantidade destas moléculas a partir da observação da emissão de CO. Sua abundância, facilidade de observação a partir do solo, além de

¹<http://pla.esac.esa.int/pla/aio/planckProducts.html>

sua fácil excitação por moléculas de H_2 fazem das moléculas CO um bom traçador do componente molecular do meio interestelar (PLANCK COLLABORATION, 2014d).

Além dos componentes Galácticos descritos anteriormente, a emissão CO tem se mostrado um importante *foreground*. A análise de nuvens moleculares que produzem emissão CO em altas latitudes Galácticas mostra que o espectro de potência destas emissões pode contribuir significativamente em pequenas escalas angulares ($\ell \gtrsim 1000$; Ichiki (2014)). No caso das observações do satélite Planck, três das quatro bandas de alta frequência (100, 217 e 353 GHz) são contaminadas por linhas de emissão CO (aquelas correspondentes às transições em 115 ($1 \rightarrow 0$), 230 ($2 \rightarrow 1$) e 345 GHz ($3 \rightarrow 2$), respectivamente) (PLANCK COLLABORATION, 2014d). A colaboração Planck também disponibilizou um conjunto de mapas desta componente.

4.2 Fontes pontuais extragalácticas

Assim como a Via Láctea, outras galáxias também emitem através dos processos descritos na seção anterior. A emissão destes objetos, além de ser um traçador da distribuição de galáxias, compõe um sinal *foreground* que contamina o sinal da RCF. Por este motivo estas fontes pontuais devem ser “mascaradas”, ou seja, a região do mapa onde estas fontes se encontram são removidas, antes da análise destes dados, de forma a não inserir bias decorrente de sinais de origem não-primordial.

Geralmente as galáxias são dominadas por um tipo de emissão, sendo grosseiramente classificadas em fontes de rádio ou IR. Exemplos de fontes de rádio extragalácticas são as galáxias com núcleos ativos, normalmente dominadas pela emissão síncrotron e com espectro descrito por uma lei de potência ($S(\nu) \propto \nu^\alpha$). Grande parte destas fontes possui um índice espectral no intervalo de $-1,0 \lesssim \alpha \lesssim -0,5$. Objetos com $\alpha > -0,5$ são classificadas como fontes de espectro “plano”, enquanto as fontes com $\alpha > 0$ são chamadas fontes de espectro “invertido” (TUCCI et al., 2011). O trabalho realizado por Trushkin (2003) mostrou que, na população de galáxias do WMAP-1, a grande maioria das fontes ($\sim 82, 40\%$) apresenta espectro plano ou invertido. Já as fontes de emissão em IR são galáxias com formação estelar e forte emissão térmica de poeira. Estes objetos compõem o fundo cósmico em IR (CIB; do inglês *Cosmic Infrared Background*) (GISPERT et al., 2000).

Diversos instrumentos, além do satélite WMAP, realizaram observações de grandes áreas do céu, permitindo obter uma grande quantidade de dados referentes a contagens numéricas de fontes pontuais extragalácticas emissoras em radio, sua distribuição com o redshift e o espectro de emissão destes objetos, no intervalo de

frequências de 10-100 GHz (GOLD et al., 2011; TUCCI et al., 2011). Um novo catálogo de fontes pontuais foi construído a partir da análise de dados de 15 meses de observação do satélite Planck, cobrindo as bandas de frequências no intervalo de 30 a 857 GHz (PLANCK COLLABORATION, 2014).

4.3 Flutuações de temperatura secundárias

As flutuações de temperatura primordiais da RCF constituem uma fonte única de informações a respeito das flutuações de densidade primordial, as sementes para a formação das estruturas observadas hoje no universo. No entanto, após o desacoplamento entre matéria e radiação ($z \sim 1100$), enquanto estes fótons atravessam o universo e chegam até nós eles interagem com estruturas cósmicas dando origem a efeitos secundários na distribuição de temperatura da RCF. Estas flutuações secundárias são de particular interesse no estudo da formação de galáxias e da estrutura em grande escala do Universo, além de importante contaminante do sinal primordial da RCF.

Uma diferença observacional entre anisotropias primárias e secundárias da RCF corresponde ao tamanho angular. Enquanto as flutuações primárias estão associadas a escalas angulares de até $\sim 1^\circ$ no céu, as secundárias aparecem em minutos de arco, $< 7'$ (PARTRIDGE, 1995). Diversos processos de interação dos fótons da RCF com a matéria presente no universo, ocorridos após a SUE, podem gerar estas flutuações de temperatura secundárias, afetando sua frequência, energia e direção de propagação. Tais processos podem ser grosseiramente divididos em duas categorias: 1) efeitos gravitacionais, devido à interação dos fótons da RCF com poços de potencial gravitacional (por exemplo, lenteamento gravitacional, efeito Rees-Sciama (RS) e efeito Sachs-Wolfe integrado (SWI)); e 2) efeitos de espalhamento entre fótons da RCF e elétrons livres (exemplos são os efeitos SZ e Ostriker-Vishniac (OV)) (AGHANIM et al., 2008; BARTOLO et al., 2010b).

O efeito SWI (SACHS; WOLFE, 1967) corresponde à mudança na energia dos fótons da RCF conforme eles atravessam poços de potencial gravitacional de estruturas em grande escala (regiões de densidade mais alta ou aglomerados) que variam no tempo com a evolução das estruturas. Ao atravessarem essas regiões os fótons ganham energia ao caírem no poço de potencial (sofrem um desvio para o azul - *blueshift*) e, posteriormente, perdem ao saírem do poço (sofrendo *redshift*). No caso em que a densidade de matéria é baixa e há domínio de energia escura, potenciais gravitacionais decaem com o aumento da expansão do universo, e a energia ganha pelos fótons da RCF ao entrar no poço é maior que a perda ao sair dele (AGHANIM et

al., 2008; CAI et al., 2010).

Analogamente ao efeito SWI, o efeito RS (REES; SCIAMA, 1968) decorre da interação dos fótons da RCF com poços de potencial gravitacional, mas as perturbações de temperatura produzidas estão relacionadas ao crescimento não-linear das perturbações de densidade (CAI et al., 2010). Neste caso, durante a era dominada pela matéria, o crescimento não-linear acelerado das regiões de alta densidade causa o aumento da profundidade do poço de potencial, de forma que a temperatura da RCF é reduzida. Isso causa um cancelamento parcial do efeito SWI em pequenas escalas. O contrário ocorre em regiões menos densas, quando este efeito é ressaltado pelo efeito RS. O desvio de temperatura dos fótons da RCF causado por ambos efeitos ao longo da direção \hat{n} é escrito como (GAZTAÑAGA et al., 2006; CAI et al., 2010; PLANCK COLLABORATION, 2014e)

$$\Delta T(\hat{n}) \equiv \frac{T(\hat{n}) - T_0}{T_0} = -2 \int \frac{d\Phi(\hat{n}, z)}{dz} dz, \quad (4.10)$$

em que Φ é potencial gravitacional no redshift z . Nesta expressão a integral é feita desde o instante do último espalhamento z_L até o presente z_0 (para mais detalhes destes efeitos veja, por exemplo, Gaztañaga et al. (2006), Aghanim et al. (2008), Cai et al. (2010), Bartolo et al. (2010b)).

Já o lenteamento gravitacional não altera a temperatura da RCF, causa apenas a deflexão do caminho dos fótons conforme eles se propagam desde o último espalhamento até a observação, fazendo com que as flutuações de temperatura da RCF não sejam criadas, mas apenas modificadas. Como os fótons da RCF podem ser lentesados por diversas regiões ao longo da linha de visada, este sinal pode ser significativo, enquanto que os efeitos ISW e RS, dependentes da variação do potencial, são, geralmente, pequenos em relação aos efeitos de espalhamento, devido à variação no potencial não ser tão significativo.

O sinal secundário resultante da interação dos fótons da RCF e estruturas cósmicas mais conhecido e estudado é o efeito SZ (SUNYAEV; ZELDOVICH, 1969). Este efeito é dividido em dois tipos: o térmico e o cinemático. O primeiro é o espalhamento dos fótons da RCF por elétrons do meio intraglomerado cuja temperatura é maior que a da RCF (efeito Compton inverso), enquanto o cinemático, é devido ao efeito Doppler causado pelo movimento dos aglomerados em relação à linha de visada. O efeito SZ térmico é dominante em aglomerados de galáxias, seguido pelo efeito SZ cinemático. Sua detecção é feita em escalas menores que $\sim 5'$ ($l \gtrsim 2000$) (vide Capítulo 7).

Por fim, outro efeito de espalhamento é o efeito Ostriker-Vishniac (OSTRIKER; VISHNIAC, 1986), cuja contribuição às flutuações da RCF se dá principalmente em escalas angulares de $\lesssim 1'$ (SCANNAPIECO, 2000; AGHANIM et al., 2008). Assim como o efeito SZ, o efeito OV é causado pela interação entre elétrons livres e fótons da RCF. Ele é similar ao efeito SZ cinemático, mas relativo aos primeiros elétrons livres após a reionização em altos redshifts, ainda durante o regime linear da evolução de estruturas. Como a elevado redshift, $z < 10$, a temperatura do meio ionizado é muito baixa ($10^4 K$) o componente térmico do efeito OV é desprezível (DIEGO; HERRANZ, 2008).

5 O ESTIMADOR DE NÃO-GAUSSIANIDADES

A primeira parte do trabalho de doutorado aborda a questão de possíveis desvios de Gaussianidade da distribuição de temperatura da RCF. O objetivo principal é, resumidamente, desenvolver e validar um método que permita determinar desvios de Gaussianidade no sinal intrínseco da RCF e estimar sua amplitude de forma consistente.

A literatura dispõe de uma grande variedade de métodos desenvolvidos com o objetivo de realizar este tipo de análise (e.g., Martínez-González et al. (2002), Bernui et al. (2007), Chiang et al. (2007), Yadav et al. (2008), Bernui e Rebouças (2009), Mangilli e Verde (2009), Komatsu (2010), Yadav e Wandelt (2010), Curto et al. (2011), Chingangbam et al. (2012), Fergusson et al. (2012), Gay et al. (2012), Modest et al. (2013), Bernui et al. (2014), Planck Collaboration (2014j)). O método apresentado neste capítulo combina duas ferramentas estatísticas: os Funcionais de Minkowski (FMs; Minkowski (1903)), e as Redes Neurais Artificiais (RNs; McCulloch e Pitts (1943)). A primeira delas já vem sendo amplamente utilizada para análise estatística do campo bidimensional da RCF (e.g., Komatsu et al. (2003), Eriksen et al. (2004), Hikage e Matsubara (2012), Modest et al. (2013)). Esta ferramenta fornece um teste da natureza Gaussiana dos dados de anisotropias de temperatura da RCF, já que conseguem medir propriedades morfológicas de campos de flutuação.

As RNs, ferramentas utilizadas para identificação de padrões em conjuntos de dados, também vêm sendo utilizadas em Cosmologia (NØRGAARD-NIELSEN, 2010; SINGAL et al., 2011; SILVA et al., 2011). No entanto, especificamente no que se refere à análise de sinais não-Gaussianos no campo de temperatura da RCF, apenas duas referências fazem uso desta ferramenta. Em um destes trabalhos (CASAPONSA et al., 2011) as RNs são utilizadas em conjunto com ferramentas de análise de *wavelets*. Os autores utilizam os momentos de terceira ordem dos coeficientes de *wavelet*, calculados a partir de diversas realizações Gaussianas e não-Gaussianas da RCF, como entrada para a RN. A aplicação desta RN treinada ao mapa de RCF do WMAP-7 permitiu estimar, para cada um dos dois tipos de *wavelets* utilizados, os possíveis intervalos de valores para o parâmetro de não-linearidade, $-78 < f_{NL} < 51$ e $-24 < f_{NL} < 61$ (tipo local), correspondentes ao CL de 95%. Já no segundo trabalho (CASAPONSA et al., 2013), os autores utilizam os componentes do biespectro binado no espaço de multipolos ℓ , calculado a partir de realizações não-Gaussianas, como dados de entrada para a RN. Esta combinação se mostrou uma ferramenta robusta e vantajosa computacionalmente quando comparada a outros métodos também testados no tra-

balho. A análise de dados do WMAP-7 usando esta ferramenta resultou na seguinte estimativa para o parâmetro de não-linearidade: $-3 < f_{\text{NL}} < 83$ (incluindo a contribuição de fontes pontuais não resolvidas, e com CL de 95%). Ambos os resultados confirmaram a compatibilidade deste mapa com uma distribuição Gaussiana.

Portanto, até onde se sabe, o uso de RN de forma complementar aos Funcionais de Minkowski não havia sido testada até o momento. Além disso, o método tratado neste trabalho não utiliza os FMs na forma padrão, ou seja, avaliando diretamente seus valores para quantificar o grau de NG em mapas de RCF. Ao invés disso, os FMs são usados apenas para revelar possíveis assinaturas não-Gaussianas presentes nestes mapas, que por sua vez são reconhecidas por uma RN. Sendo assim, o uso dos FMs representa apenas uma primeira etapa deste método, que pode ser resumido da seguinte forma: após o cálculo dos FMs de um conjunto de mapas simulados, revelando as propriedades estatísticas intrínsecas destes mapas, estas quantidades são utilizadas como entrada para as RNs, que farão o reconhecimento dos padrões impressos nestes dados. Os resultados das análises pelas RNs são utilizados com a finalidade de estimar o grau de NG de outros mapas sintéticos ou reais. Este é o motivo pelo qual o método tratado aqui será chamado a partir de agora “estimador”.

As seções seguintes descrevem as características de cada uma das ferramentas utilizadas, além da forma como elas são combinadas. Também será descrita a forma como elas se utilizam de conjuntos de mapas sintéticos para o desenvolvimento do estimador.

5.1 Funcionais de Minkowski

A completa caracterização da morfologia de estruturas cósmicas requer o uso de ferramentas geométricas e topológicas que caracterizem a forma, conteúdo e conectividade de padrões espaciais. De acordo com o teorema de [Hadwiger \(1957\)](#), todas as propriedades morfológicas (ou seja, que satisfazem a condição de invariância sob rotação e translação) de estruturas presentes em um espaço d -dimensional qualquer podem ser completamente descritas usando $d+1$ quantidades independentes, os chamados Funcionais de Minkowski. Além disso, qualquer outro funcional V definido de forma a satisfazer um conjunto de propriedades matemáticas pode ser expresso como uma combinação linear dos demais $d+1$ FMs: $V = \sum_{\alpha=0}^d c_{\alpha} V_{\alpha}$, sendo V_{α} os $d+1$ FMs. As propriedades matemáticas mostradas na Figura 5.1 são definidas da seguinte forma (detalhes podem ser encontrados em [Schmalzing et al. \(1996\)](#), [Kerscher et al. \(1997\)](#), [Wiegand et al. \(2014\)](#)):

(1) Aditividade: Permite que os FMs de um conjunto de diversas regiões desconexas possam ser obtidos uma vez conhecidos os FMs correspondentes a cada uma destas regiões separadamente. Tal propriedade pode ser escrita como:

$$V_d(B_1 \cup B_2) = V_d(B_1) + V_d(B_2) - V_d(B_1 \cap B_2). \quad (5.1)$$

(2) Invariância sob movimentos: Os FMs não variam em decorrência da translação e rotação da região (ou corpo) tratado. Dado o conjunto de transformações \mathcal{G} , sendo $g \in \mathcal{G}$ tem-se que:

$$V_d(A) = V_d(gA). \quad (5.2)$$

(3) Continuidade condicional: A aproximação de um corpo (ou região) por, por exemplo, um poliedro, leva à aproximação de seu FM pelo FM do poliedro, ou seja:

$$V_d(C_i) \rightarrow V_d(C) \text{ se } C_i \rightarrow C. \quad (5.3)$$

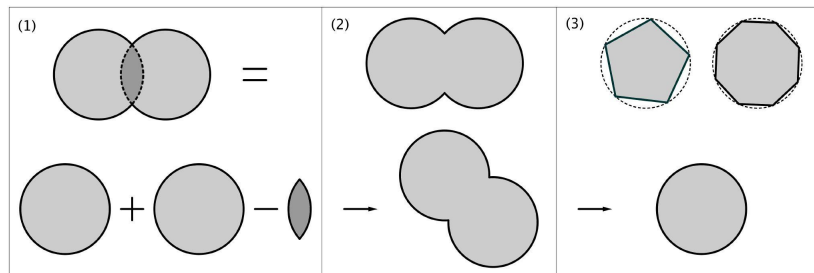


Figura 5.1 - Propriedades matemáticas do FMs: (1) Aditividade, (2) Invariância sob movimento e (3) Continuidade condicional.

Fonte: Wiegand et al. (2014).

Os FMs foram introduzidos na Cosmologia como uma estatística tridimensional para descrever a distribuição de objetos no universo e os contornos de isodensidade de campos aleatórios contínuos (vide, por exemplo, Vittorio e Juszkiewicz (1987), Park e Gott III (1991), Mecke et al. (1994), Schmalzing e Buchert (1997)). O conceito foi também aplicado para o caso bidimensional, testando a natureza estatística do sinal presente em mapas de anisotropia da RCF (SCHMALZING; GORSKI, 1998). Os FMs descrevem propriedades morfológicas de campo de flutuações e por isso oferece um teste de características não-Gaussianas em mapas de RCF. Esta ideia foi desenvolvida e implementada para alguns experimentos, como COBE, MAXIMA-1,

BOOMERANG, demonstrando a eficiência das técnicas de funcionais de Minkowski para verificar a natureza Gaussiana do sinal (NOVIKOV et al., 1999; NASELSKY et al., 2006).

No caso bidimensional, $d=2$, os 3 FMs são definidos de forma descrever as propriedades de regiões espacialmente limitadas por um grupo de contornos (regiões conexas) definidos em termos de limites fixos de temperatura (as isotermas, como ilustrado na Figura 5.2). O campo de anisotropias da RCF ($\Delta T(\theta, \phi) = (T(\theta, \phi) - T_0)/T_0$, em que T_0 é a temperatura média) pode ser escrito de acordo com a seguinte normalização (NOVIKOV et al., 1999; ERIKSEN et al., 2004):

$$\nu(\theta, \phi) \equiv \frac{\Delta T(\theta, \phi)}{\sigma_0}, \quad (5.4)$$

em que σ_0 é o desvio padrão de ΔT . Definindo \mathcal{S}^2 como sendo a esfera sobre a qual está distribuído este campo de anisotropias e \mathcal{P} a região de \mathcal{S}^2 que está sendo investigada, ou observada (de área total A_{obs}), o conjunto de pontos dentro de uma isoterma cuja amplitude excede um valor limite ν_t é chamada região conexa. A Figura 5.3 mostra uma ilustração de regiões conexas em um mapa da RCF para um conjunto de valores ν_t . Cada região conexa, Σ , e a isoterma que a delimita, $\partial\Sigma$, podem ser definidas como

$$\Sigma \equiv \{(\theta, \phi) \in \mathcal{P} \mid \Delta T(\theta, \phi) > \nu\sigma_0\}, \quad (5.5)$$

$$\partial\Sigma \equiv \{(\theta, \phi) \in \mathcal{P} \mid \Delta T(\theta, \phi) = \nu\sigma_0\}. \quad (5.6)$$

No caso bidimensional os dois primeiros FMs calculados para uma região conexa podem ser interpretados como quantidades geométricas conhecidas: a_i , a área da região descrita por Σ , l_i , o comprimento do contorno $\partial\Sigma$ de desta área. O terceiro FM é definido como sendo o número de buracos, n_i , dentro de Σ . Estes são os FMs parciais, calculados apenas para uma região conexa. Já os FMs globais são obtidos calculando estas quantidades para todas as regiões conexas dentro da região total investigada \mathcal{P} .

Voltando à Equação 5.4, o desvio padrão usado na normalização do campo de anisotropias ΔT é definido por $\sigma_0^2 = (1/A_{obs}) \int_{\delta\Omega} (\Delta T - \langle \Delta T \rangle)^2 d\Omega$. Desta expressão vê-se que tal quantidade é definida de acordo com a região que está sendo tratada, seja $\delta\Omega$ o mapa todo ou uma fração dele, o que permite construir FMs locais (KOMATSU et al., 2003; NASELSKY et al., 2006). A utilidade em se considerar os FMs para uma ou diversas partes de um mapa é a possibilidade de verificar as características de uma

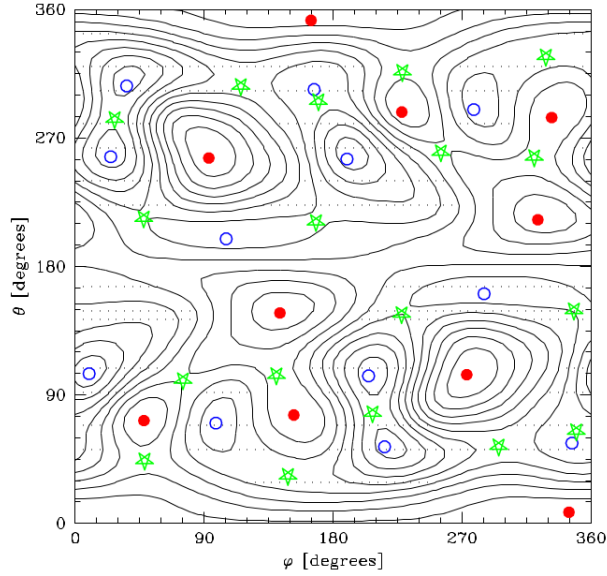


Figura 5.2 - Mapa de céu inteiro do satélite COBE, projetado em coordenadas cilíndricas, onde são representados os contornos de mesma temperatura, ou seja, as isotermas. Os círculos fechados vermelhos e os abertos azuis representam os pontos de máximo e mínimo dentro de regiões limitadas pela isotermas, respectivamente, enquanto as estrela verdes correspondem a pontos de “sela”.

Fonte: Novikov et al. (2000).

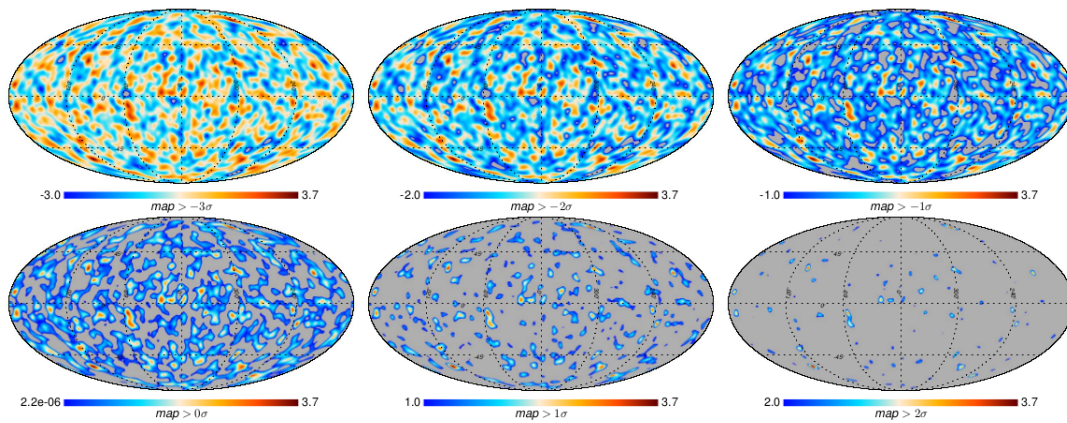


Figura 5.3 - Ilustração de regiões conexas em um mapa do campo de anisotropias da RCF para diferentes valores limites ($mapa > \nu_t$). σ corresponde ao desvio padrão do mapa de temperatura, este suavizado com um feixe de 5° .

Fonte: Fantaye et al. (2014).

região específica sem que haja diluição de um possível sinal. Por exemplo, seja $\delta\Omega$ uma área no mapa de temperatura onde há um sinal não-Gaussiano pronunciado,

caso $\delta\Omega$ seja muito pequena em relação à área total do mapa (Ω_{mapa}) a distorção nos FMs globais, ou seja, calculados a partir do mapa inteiro, será da ordem de $\delta\Omega/\Omega_{mapa} \ll 1$.

Por fim, o FM correspondente à área fracional do conjunto de regiões Σ de \mathcal{P} é dado por

$$V_0 = A(\nu) = \frac{1}{A_{obs}} \int_{\Sigma} d\Omega = \frac{1}{A_{obs}} \sum a_i \approx \frac{N_{pix}(\nu > \nu_t)}{N_{pix}^{tot}}, \quad (5.7)$$

que, utilizando o esquema de pixelização do HEALPix (Hierarchical Equal Area iso-Latitude Pixelization, (GÓRSKI et al., 2005)), em que todos os pixels possuem mesma área, também pode ser calculada de forma aproximada pela contagem do número de pixels com valor acima do limite ν_t , sendo N_{pix}^{tot} o número de pixels de \mathcal{P} .

Já o comprimento total dos contornos que compreendem estas regiões Σ , ou seja, $\partial\Sigma$, é tal que:

$$V_1 = L(\nu) = \frac{1}{A_{obs}} \frac{1}{4} \int_{\partial\Sigma} dl = \frac{1}{A_{obs}} \frac{1}{4} \sum l_i. \quad (5.8)$$

Por fim, o último FM global, o Genus, é escrito como:

$$V_2 = G(\nu) = \frac{1}{A_{obs}} \frac{1}{2\pi} \int_{\partial\Sigma} \kappa dl = \frac{1}{A_{obs}} \frac{1}{2\pi} (N_{hot} - N_{cold}), \quad (5.9)$$

sendo κ a curvatura geodésica da isoterma $\partial\Sigma$ (para detalhes do cálculo desta quantidade, vide Schmalzing e Gorski (1998)). O Genus pode ainda ser calculado como a diferença entre o número de regiões conexas com $\nu > \nu_t$ (ou número de *hot spots*, N_{hot} , representado pelos pontos vermelhos na Figura 5.2) e com $\nu < \nu_t$ (número de *cold spots*, N_{cold} , representado pelos círculos azuis na Figura 5.2). Nestas definições, as quantidades $d\Omega$ e dl são os elementos de angulo sólido e de linha, respectivamente (NOVIKOV et al., 1999; KOMATSU et al., 2003; ERIKSEN et al., 2004; DUCOUT et al., 2013).

Especificamente no caso de campos Gaussianos os FMs globais são conhecidos analiticamente, completamente determinados por estatísticas de dois pontos (variância) das flutuações. Em um espaço plano bidimensional dado por \mathcal{S}^2 , ou seja, cuja área observada compreende toda a esfera unitária ($A_{obs} = 4\pi$), estes parâmetros podem ser escritos como (VANMARCKE, 1983; MATSUBARA, 2010)

$$V_k = A_k \exp(-\nu^2/2) H_{k-1}(\nu), \quad (5.10)$$

para $k = 0, 1$ e 2 , e sendo

$$H_n(\nu) = e^{\nu^2/2} \left(-\frac{d}{d\nu} \right)^n e^{-\nu/2}. \quad (5.11)$$

Já a amplitude A_k depende apenas da forma do espectro de potência angular C_ℓ :

$$A_k = \frac{1}{(2\pi)^{(k+1)/2}} \frac{\omega_2}{\omega_{2-k}\omega_k} \left(\frac{\sigma_1}{\sqrt{2}\sigma_0} \right)^k, \quad (5.12)$$

em que $\omega_k \equiv \pi^{k/2}/\Gamma(k/2+1)$, sendo Γ a função gama, e σ_0 e σ_1 são, respectivamente, o desvio padrão do campo de flutuações de temperatura e sua derivada.

Os FMs são ferramentas poderosas na busca por condições não-Gaussianas, com sensibilidade a diferentes amplitudes e tipos de NG (primárias e secundárias), decorrente de sua relação com propriedades morfológicas do campo de flutuações de temperatura da RCF, além de serem dependentes de funções de correlação de n -pontos. Diferentemente das funções de correlação de altas ordens que são definidas no espaço de harmônicos, os FMs são estatísticas do espaço real (de pixels), o que faz com que eles incorporem naturalmente informações de funções de correlação de todas as ordens (HIKAGE et al., 2008; HIKAGE; MATSUBARA, 2012). Isso permite uma implementação numérica robusta desta ferramenta de uma forma muito mais fácil que no caso das funções de correlação, e faz dos FMs um excelente complemento para outros estimadores de NG, como aqueles baseados em cálculos do biespectro, comprovadamente eficientes, mas sob algumas condições (vide e.g., Babich (2005)). Estudos sobre o uso dos FM para testar a natureza Gaussiana (ou desvios dessa natureza) das flutuações de temperatura da RCF vem sendo encontrados com frequência crescente na literatura nos últimos anos. A colaboração Planck, por exemplo, usou os FM em conjunto com outras ferramentas para quantificar o grau de NG do tipo local nos mapas de RCF produzido pelo satélite Planck (PLANCK COLLABORATION, 2014j). Tais mapas são resultados de uma análise robusta para a separação dos contaminantes do sinal primordial da RCF, como descrito em detalhes em Planck Collaboration (2014c) (vide também no Capítulo 6 o resumo de alguns detalhes a respeito destes mapas). As estimativas realizadas utilizando os FMs são bastante consistentes com aquelas obtidas a partir de estimadores baseados no bispectrum. Os resultados obtidos para o parâmetro de não-linearidade, $f_{\text{NL}} = 38 \pm 18$ no caso de grandes escalas angulares, se mostram totalmente de acordo com aqueles obtidos das análises dos dados de nove anos de observação do satélite WMAP, que foi $f_{\text{NL}} = 37, 2 \pm 19, 9$ (PLANCK COLLABORATION, 2014j).

5.2 Redes Neurais

As RNs são técnicas computacionais que apresentam um modelo matemático inspirado na estrutura neural de organismos inteligentes. O cérebro humano apresenta uma estrutura complexa com a habilidade de construir suas próprias regras e adquirir conhecimento, o que ocorre através da experiência (aprendizado). Assim como o cérebro, uma RN é composta por um grande número de unidades de processamento, os neurônios artificiais, também chamados nós. Esta RN é configurada para desempenhar uma função específica, como reconhecimento de padrões e classificação de dados, o que se torna possível também através de um processo de “aprendizagem” (STERGIOU, C. AND SIGANOS, D., 2010). Além desta, outras áreas em que há uma ampla utilização das RNs são: previsões (por exemplo, de séries temporais), aproximação de funções, processamento de sinal e análise de imagem e voz (veja, por exemplo, (KUMAR; MITTAL, 2010; FAUSTINO et al., 2012)).

A ideia de utilizar o conceito de RNs como máquinas computacionais foi introduzida por McCulloch e Pitts (1943), desenvolvendo um modelo de neurônio. Eles mostram que uma rede construída com um número adequado destas unidades poderia, em princípio, calcular qualquer função computável. Em 1958, Rosenblatt introduziu o *perceptron*, construído com base no modelo de neurônio não-linear de McCulloch-Pitts, apresentando uma nova abordagem para o problema de reconhecimento de padrões (HAYKIN, 2005).

O modelo de neurônio artificial é esquematizado na Figura 5.4. Os três elementos básicos de um neurônio são: (1) as sinapses, conectando o i -ésimo sinal de entrada, x_i , ao neurônio k , multiplicando este sinal pelo o correspondente peso sináptico w_{ki} (valores positivos ou negativos), (2) o somatório (combinação linear) destes sinais de entrada ponderados pelas respectivas sinapses, v_k , e (3) a função de ativação, que tem a função de limitar a amplitude do sinal de saída do neurônio (HAYKIN, 2005; BASHEER; HAJMEER, 2000; GONÇALVES, A. R., 2010; CARVALHO, 2011). Sendo n sinais de entrada, o modelo de um neurônio pode ser escrito matematicamente como

$$y_k = \varphi(v_k), \quad (5.13)$$

em que

$$v_k = \sum_{i=1}^n x_i w_{ki} + b_k, \quad (5.14)$$

em que y_k é o sinal de saída do neurônio k , φ é a função de ativação. O parâmetro b_k representa o *bias*, que, dependentemente do seu valor (positivo ou negativo),

aplica uma transformação ao resultado do somatório $u_k = \sum_{i=1}^n x_i w_{ki}$, cuja relação com v_k é modificada. Como o *bias* é um parâmetro externo ao neurônio, ele pode ser considerado como um novo sinal de entrada fixo em $x_0 = +1$ e peso sináptico $w_{k0} = b_k$. Sendo assim, uma forma matematicamente equivalente à Equação 5.14 pode ser escrita como:

$$v_k = \sum_{i=0}^n x_i w_{ki}, \quad (5.15)$$

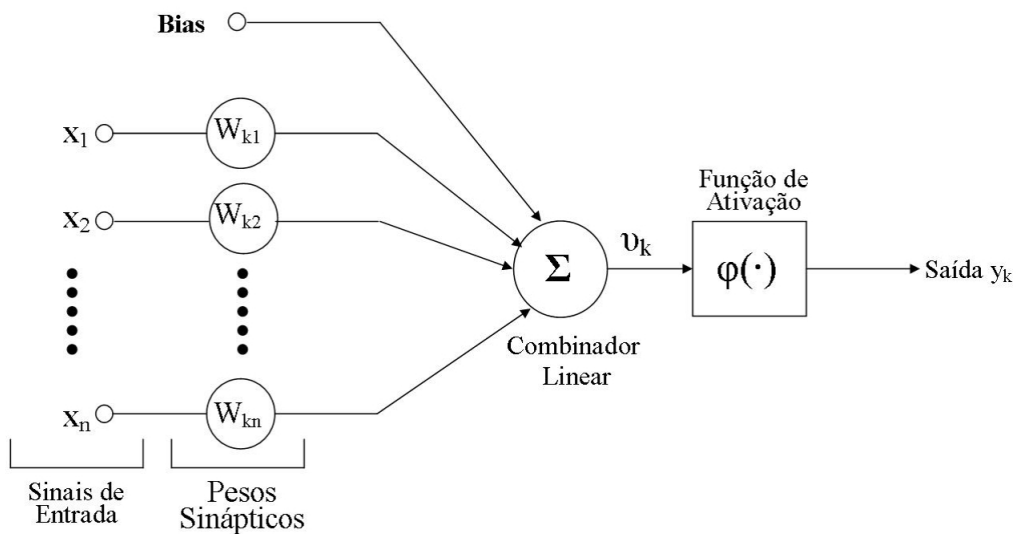


Figura 5.4 - Componentes de um neurônio artificial, como proposto por McCulloch e Pitts (1943).

Fonte: Gonçalves, A. R. (2010).

O sinal de saída do neurônio k , y_k , é ativado através da aplicação da função φ ao somatório dado por v_k , como apresentado pela Equação 5.13, limitando a amplitude desta saída. Ou seja, o uso da função de ativação faz com que a amplitude dos sinais na saída dos neurônios fique restrita a um intervalo, normalmente de 0 a 1 ou de -1 a 1 (caso em que a função é ímpar).

A função de ativação pode ter várias formas, e alguns exemplos são mostrados na Figura 5.5. No caso do processamento de valores discretos a função deve ser do tipo degrau, escrita na forma

$$y_k = \varphi(v_k) = \begin{cases} 1, & \text{se } v_k \geq 0 \\ 0, & \text{se } v_k < 0 \end{cases} \quad (5.16)$$

Também é bastante utilizada a função linear, muitas vezes usada como aproximação de uma função não-linear, e dada por:

$$y_k = \varphi(v_k) = \begin{cases} 1, & \text{se } v_k \geq +1/2 \\ v_k, & \text{se } -1/2 < v_k < +1/2 \\ 0, & \text{se } v_k < -1/2 \end{cases} \quad (5.17)$$

As funções de ativação não-lineares são as mais comumente empregadas, já que simulam mais precisamente o comportamento de um neurônio, caracterizando-se por não deixarem a saída (y_k) exceder certos valores limites (BISHOP, 1995; HAYKIN, 2005; BASHEER; HAJMEER, 2000; FREIMAN, 2004; CARVALHO, 2011). Alguns exemplos são as funções com formato sigmoidal:

$$\varphi(v_k) = \frac{1}{(1 + e^{-av_k})}, \quad (5.18)$$

e a tangente hiperbólica:

$$\varphi(av_k) = \frac{(e^{av_k} - e^{-av_k})}{(e^{av_k} + e^{-av_k})}. \quad (5.19)$$

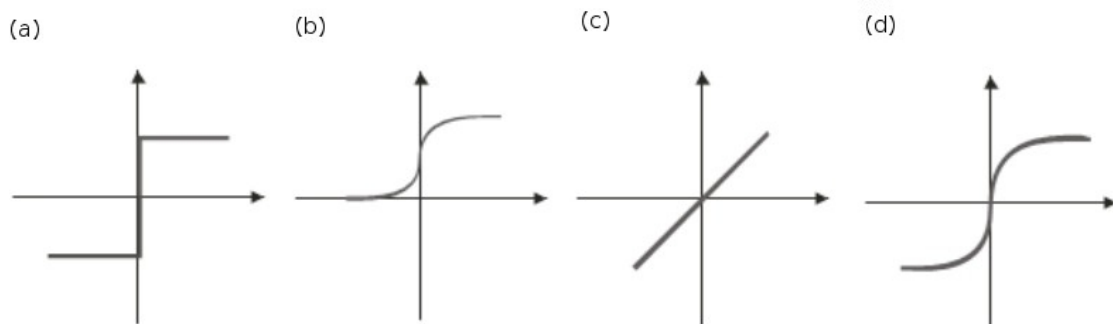


Figura 5.5 - Exemplos de função de ativação: (a) degrau, (b) sigmoidal, (c) linear e (d) tangente hiperbólica.

O *perceptron* de uma camada, (Figura 5.4) corresponde à configuração mais simples de uma RN usada para a classificação de padrões, mas apenas quando estes são linearmente separáveis. Neste caso, as classes correspondem a duas regiões distintas separadas pelo hiperplano definido por

$$\sum_{i=1}^n x_i w_i + b = 0, \quad (5.20)$$

como ilustrado na Figura 5.6, em que o *bias* b passa a ser um valor limiar. Assim, a

regra para classificar o conjunto de entrada x_i entre as classes \mathcal{C}_1 e \mathcal{C}_2 é baseada na saída y , de forma que $y = +1$ indica a classe \mathcal{C}_1 e $y = -1$ a classe \mathcal{C}_2 .

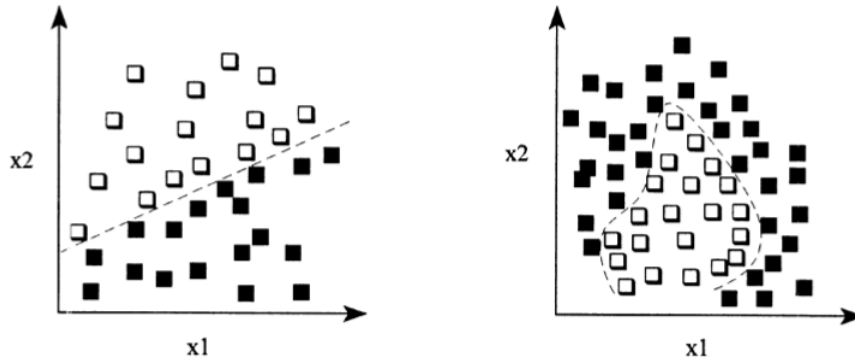


Figura 5.6 - Ilustração de classes linearmente (à esquerda) e não-linearmente (à direita) separáveis. Os quadrados cheios e abertos representam classes distintas, por exemplo \mathcal{C}_1 e \mathcal{C}_2 , e a linha pontilhada corresponde ao hiperplano dado pela Equação 5.20.

Fonte: Basheer e Hajmeer (2000).

Este tipo de rede pode ser treinada usando um conjunto de “exemplos” (x_i) e definindo um conjunto de regras de aprendizagem. Durante este processo o peso w_i e o valor limiar (*bias*) são modificados conforme o erro calculado entre o valor correto de saída (valor alvo, ou esperado) Y e a solução da RN, y . O erro é uma função complexa envolvendo todos os pesos, mas, no caso de padrões linearmente separáveis, o *perceptron* fornece um vetor de pesos ótimo, onde o erro é mínimo (BASHEER; HAJMEER, 2000).

No entanto, uma RN *perceptron* construída a partir de um único neurônio é limitada ao problema de classificação entre duas classes apenas. Como na maioria dos casos esta condição não é satisfeita, o conceito foi expandido obtendo redes típicas em que os neurônios são dispostos de forma a compor uma rede com multicamadas. Neste tipo de RN o modelo de neurônio utiliza uma função de ativação não-linear. A Figura 5.7 mostra um exemplo deste tipo de RN, as *perceptron* de multicamadas, ilustrando sua arquitetura típica: 1) camada com unidades de entrada (um conjunto de neurônios), ou simplesmente, camada de entrada, a partir de onde os sinais de entrada alimentam a rede, 2) as unidades intermediárias, também chamadas camadas ocultas (uma ou mais), que definem a representação interna do mapeamento e não possuem ligação direta com o exterior, e 3) uma camada de unidades de saída,

constituída por um conjunto de neurônios a partir dos quais são obtidos os sinais de saída (HAYKIN, 2005; CARVALHO, 2011).

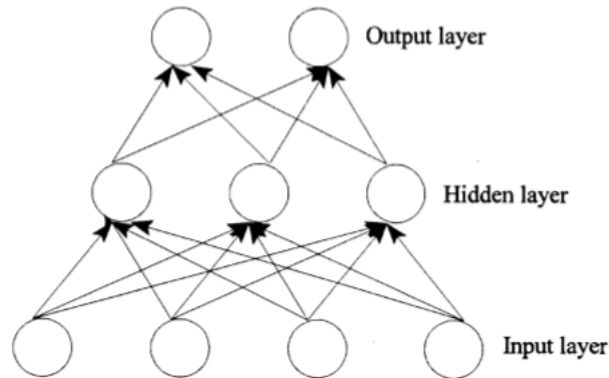


Figura 5.7 - Ilustração de uma RN *perceptron* de multicamadas, em que cada círculo representa um neurônio.

Fonte: Basheer e Hajmeer (2000).

A adição de outras camadas estende o potencial da RN para a solução de problemas de classificação não lineares. Neste caso os neurônios das camadas intermediárias (ou neurônios intermediários) processam a informação recebida de neurônios de entrada, repassando para os de saída, sempre ajustando os pesos, onde é armazenado o conhecimento da RN. O ajuste destes pesos é feito por meio de algoritmos de treinamento (ou de aprendizagem) que são uma extensão dos algoritmos simples usados pelo *perceptron* de camada única, e podem ser (HAYKIN, 2005; BASHEER; HAJMEER, 2000):

- (1) supervisionados - em que para cada vetor de sinais de entrada (ou, simplesmente, vetor de entrada) apresentado à rede é também apresentado um vetor de sinais de saída (ou, vetor de saída) associado. O vetor de saída calculado pela RN, y , é comparado ao vetor composto por valores esperados (vetor esperado), Y , e a partir disso é calculado um erro. Tais valores são usados como base para o ajuste dos pesos da RN, de forma que o erro seja minimizado. O processo completo, ou iteração, é repetido por um número de vezes predefinido, ou até que o erro atinja um valor previamente estipulado.

- (2) não-supervisionados - quando apenas os vetores de entrada são apresentados para o treinamento. Neste caso o ajuste dos pesos durante o processo de treinamento é feito de forma que vetores de entrada semelhantes gerem vetores de saída y semelhantes.

A capacidade de melhorar seu desempenho através da aprendizagem é a principal característica de uma RN. O algoritmo de aprendizagem supervisionado mais utilizado na literatura é o algoritmo de “retropropagação” de erro, ou, do inglês *backpropagation*, que, como o nome diz, é baseado na propagação de erro, seguindo uma regra de aprendizagem por correção de erro. O treinamento se inicia com o sinal de entrada alimentando a primeira camada de neurônios, cuja saída é propagada como entrada para os neurônios da próxima camada, e assim sucessivamente até a camada de saída (etapa *forward*), na qual é obtida a resposta da RN e é calculado um erro. Posteriormente o valor calculado para o erro é propagado da camada de saída para as anteriores (etapa *backward*) de forma a ajustar os novos valores de pesos de acordo com uma regra de correção de erro, completando assim uma iteração do treinamento. Desta forma, os estímulos de entrada serão outros, já que os pesos foram recalculados de forma a fazer com que a saída da RN se aproxime (de forma estatística) da saída esperada o máximo possível. Este procedimento é repetido até que as condições de treinamento (número de interações e nível de erro) definidos a priori, sejam satisfeitas (LNCC, 2012; FAUSTINO, 2011; FAUSTINO et al., 2012).

A maioria dos algoritmos de treinamento envolve um método iterativo para a minimização de uma função erro $E(\mathbf{w})$ e ajuste dos pesos (\mathbf{w} é o vetor de pesos). A minimização é realizada através da avaliação de derivadas de $E(\mathbf{w})$ com relação aos pesos. As derivadas, por sua vez, são utilizadas para calcular os ajustes dos pesos. A contribuição da técnica de *backpropagation* é justamente providenciar um método eficiente para a avaliação destas derivadas, denominado “gradiente descendente”. No entanto, este algoritmo tende a realizar uma convergência lenta, por dois motivos principais (BISHOP, 1995; HAYKIN, 2005; YU; WILAMOWSKI, 2011). O primeiro refere-se ao tamanho dos passos, que deve ser definido de acordo com a inclinação da superfície de erro, sendo necessário o uso de passos menores para regiões mais íngremes. Assim, caso o passo seja constante é necessário optar por passos pequenos, o que deixa a convergência lenta onde a inclinação é baixa. Outro motivo corresponde à forma da superfície de erro, que pode apresentar diferentes curvaturas em direções diferentes, também deixando a convergência lenta. Uma forma de contornar este problema é usar derivadas de segunda ordem da função erro. Este método, chamado algoritmo de Gauss-Newton, também consegue encontrar tamanhos

apropriados para os passos em cada direção, o que torna a convergência bastante rápida. A desvantagem da utilização deste método decorre do fato de que, caso a função erro não possa ser aproximada por uma função quadrática, não há certeza de convergência da função.

Um terceiro método, chamado Levenberg-Marquardt (LM), consegue unir características destes dois algoritmos. Apesar de não ser tão rápido quanto Gauss-Newton, ele permite uma boa convergência, ainda que a superfície de erro seja mais complexa que uma função quadrática, além de possuir a estabilidade do método de gradiente descendente. A base do algoritmo LM é a execução de um processo de treinamento combinado, em que ele utiliza o conceito de gradiente descendente em regiões cuja curvatura é complexa, até que a esta possa ser aproximada por uma função quadrática, quando ele passa a um conceito próximo ao do utilizado pelo método de Gauss-Newton (YU; WILAMOWSKI, 2011).

Todas as RNs utilizadas no presente trabalho foram construídas com base nas seguintes escolhas:

- (1) topologia, ou seja, a disposição dos neurônios na rede (número de neurônios e de camadas): uma camada intermediária composta por 80 neurônios no caso de 2 classes e 140 no caso de 3 classes (vide Seção 5.3 para a definição);
- (2) algoritmo de aprendizagem: algoritmo LM;
- (3) função de ativação: tangente hiperbólica.

As escolhas foram feitas com base em testes de diversas configurações, elaboradas de acordo com as ferramentas disponíveis no pacote utilizado nas análises (MATLAB). A seção seguinte apresenta também os detalhes de como as RNs foram combinadas aos FMs com o propósito de identificar a presença de um possível sinal não-Gaussiano em mapas da RCF.

5.3 FMs como entrada para as RN

O estimador apresentado neste trabalho combina duas ferramentas promissoras para a identificação e/ou quantificação de sinais não-Gaussianos em mapas de temperatura da RCF. Como resumido no diagrama de blocos da Figura 5.8 e descrito em Novaes et al. (2014a) e Novaes et al. (2014b), a análise inicia-se com o cálculo dos FMs de um conjunto de mapas Monte Carlo da RCF. O algoritmo utilizado para

tal foi desenvolvido por Ducout et al. (2013) e Gay et al. (2012), e deriva quatro quantidades: os três FMs descritos na Seção 5.1 (Área $V_0 = A(\nu)$, Perímetro $V_1 = L(\nu)$ e Genus $V_2 = G(\nu)$), além de uma quarta quantidade, o número de *clusters*, $V_3 = N_{clusters}(\nu)$. Esta quantidade, que, por simplicidade, será referida como sendo um quarto FM, corresponde ao número de regiões conexas cuja amplitude ν é maior (ou menor) que o valor limite ν_t se este é positivo (ou negativo), ou seja, o número de *hot* (ou *cold*) *spots* do mapa, N_{hot} (ou N_{cold}) (CHINGANGBAM et al., 2012). Cada uma dessas quantidades pode ser definida, de forma análoga ao Genus (Equação 5.9), como sendo

$$N_{hot} = \frac{1}{A_{obs}} \frac{1}{2\pi} \int_{\partial\Sigma_+} \kappa dl \quad (5.21)$$

$$N_{cold} = \frac{1}{A_{obs}} \frac{1}{2\pi} \int_{\partial\Sigma_-} \kappa dl, \quad (5.22)$$

em que $\partial\Sigma_+$ corresponde aos contornos (isotermas) de *hot spots* e $\partial\Sigma_-$ aos contornos de *cold spots*.

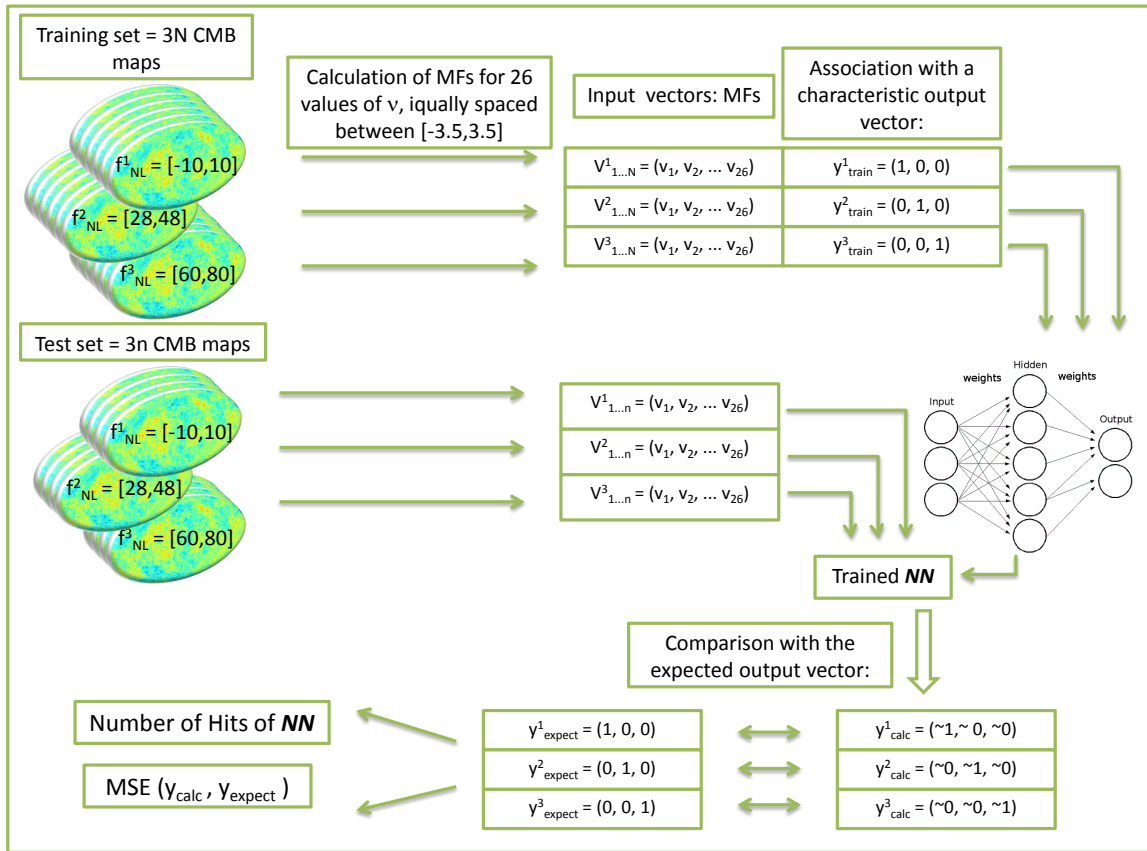


Figura 5.8 - Diagrama de blocos resumindo as etapas de construção do estimador.

O treinamento satisfatório de uma RN requer uma grande quantidade de sinais de entrada. Portanto, considerando um conjunto de m mapas sintéticos da RCF, a partir de cada um destes serão calculados os 4 FMs, $\{V_k, k = 0, 1, 2, 3\} \equiv (V_0, V_1, V_2, V_3)$, para n diferentes valores limite, $\nu = \nu_1, \nu_2, \dots, \nu_n$. Tais valores são definidos dividindo o intervalo $[-\nu_{max}$ to $\nu_{max}]$ em n partes iguais. Desta forma, o k -ésimo FM calculado a partir do i -ésimo mapa de anisotropias da RCF é dado por

$$v_k^i \equiv (V_k(\nu_1), V_k(\nu_2), \dots, V_k(\nu_n)) |_{\text{para o } i\text{-ésimo mapa}}, \quad (5.23)$$

ou seja, cada mapa sintético i dá origem a $k = 4$ FMs. Em todas as análises realizadas é considerado que $\{\nu_{max}, n\} = \{3.5, 26\}$ (GOTT III et al., 1990; DUCOUT et al., 2013).

Calculados os vetores de FMs para o conjunto de mapa sintéticos de RCF permite realizar o treinamento da RN (NOVAES et al., 2014a; NOVAES et al., 2014b). O conjunto de dados de treinamento, ou simplesmente conjunto de treinamento, $T\{x_i, y_i\}$, é definido de tal forma que x_i e y_i correspondem aos vetores de dados de entrada e saída (ou vetores de entrada e saída), respectivamente, para $i = 1, 2, \dots, m$, sendo m o número de mapas simulados. Como discutido na seção anterior, o uso de um conjunto de treinamento da forma $T\{x_i, y_i\}$, ou seja, que possibilite um treinamento supervisionado, permite à RN a associação de um tipo de padrão a uma saída característica y_i). É importante notar que o i -ésimo vetor de entrada corresponde ao vetor de FM do tipo k calculado a partir do i -ésimo mapa simulado, $x_i = v_k^i$, ou seja, o k -ésimo FM é usado individualmente para o treinamento de um RN. Já o vetor de saída y_i é definido de acordo com o número de classes, $N_{classes}$, dos dados de entrada, que no caso em questão corresponde ao número de diferentes graus de NG, ou intervalos de valores de f_{NL} , considerados durante a simulação dos mapas. Sendo assim, caso sejam consideradas N classes de mapas, os m vetores de saída são compostos por N elementos e definidos como sendo: $y_i = (1, 0, \dots, 0)$ para $classe = 1$, $y_i = (0, 1, \dots, 0)$ para $classe = 2$, e assim sucessivamente, até $y_i = (0, 0, \dots, 1)$ para $classe = N$.

Após o treinamento da RN esta já está pronta para ser aplicada a um conjunto de dados diferente daquele utilizado para o seu treinamento, ou seja, um conjunto de teste, $D\{x_j, y_j\}$, para $j = 1, 2, \dots, l$, e apta para realizar o reconhecimento de padrões nestes novos dados. Nesta etapa a RN já treinada é aplicada a l vetores de entrada, $\{x_j = v_k^j\}$, retornando um conjunto de l vetores de saída $\{y_j\}$. O reconhecimento de qualquer padrão pela RN fica impresso nos vetores de saída resultantes. No decorrer deste trabalho, estes vetores são utilizados de duas formas diferentes, duas

abordagens, para extrair o resultado e, conseqüentemente, avaliar da eficiência da RN treinada, bem como do estimador como um todo. As duas abordagens consideradas são descritas a seguir.

Abordagem-1: Classificação

Lembrando que o resultado do reconhecimento de padrões por uma RN fica impresso nos vetores de saída, estes devem ser compostos por elementos $O(0)$ ou $O(1)$, analogamente àqueles usados no treinamento supervisionado. Desta forma a RN pode indicar a qual classe cada vetor (ou mapas) do conjunto de teste pertence apresentando o valor ~ 1 na correspondente posição do seu vetor de saída. Neste caso o estimador realiza uma classificação de cada um destes vetores, e uma forma de quantificar sua eficiência é analisando o número de acertos. A primeira abordagem usada para avaliar esta eficiência considera dois modo para contabilizar estes acertos, definidos da seguinte forma (NOVAES et al., 2014a):

Modo-1: Tomando um valor limite de 0,5 para cada elemento do vetor y_j , e sendo que $N_{classe} = N$, o critério para definição das classes foi: um vetor do tipo $y_j = (> \mathbf{0.5}, < 0.5, \dots, < 0.5)$ indica $classe = 1$, um vetor do tipo $y_j = (< 0.5, > \mathbf{0.5}, \dots, < 0.5)$ indica $classe = 2$, e assim sucessivamente, até o vetor $y_j = (< 0.5, < 0.5, \dots, > \mathbf{0.5})$, que indica $classe = N$.

Modo-2: Sendo ainda $N_{classe} = N$, considerou-se que o maior dos N elementos de um vetor de saída indicaria a classe à qual o correspondente vetor de entrada pertence. Ou seja, caso o primeiro elemento do vetor y_j seja o maior, este vetor de saída indica $classe = 1$, se o segundo for o maior, y_j indica $classe = 2$, e assim sucessivamente até a $classe = N$.

Desta forma cada classificação feita pela RN é comparada à correta classe (grau de NG) à qual o vetor pertence, de forma a contabilizar seus acertos.

Abordagem-2: Estimativa direta de f_{NL}

A segunda abordagem considerada para a manipulação dos vetores de saída da RN baseia-se no conceito apresentado por Casaponsa et al. (2011), que utilizam os elementos deste vetores para a estimativa do valor f_{NL} do correspondente mapa de RCF. Considerando $N_{classe} = N$, o vetor de saída correspondente ao j -ésimo mapa de RCF pode ser escrito como sendo $y_j = \{y_j^c\} = (y_j^1, y_j^2, \dots, y_j^N)$, cujos elementos, como mencionado anteriormente, são esperados serem ~ 0 ou ~ 1 . A partir de tais

elementos o estimador foi definido da seguinte forma (NOVAES et al., 2014b)

$$\hat{f}_{\text{NL}}^j \equiv \sum_{c=1}^{N_{\text{classe}}} \langle f_{\text{NL}} \rangle_c y_j^c, \quad (5.24)$$

em que $\langle f_{\text{NL}} \rangle_c$ é a média dos valores f_{NL} considerados para a simulação dos mapas de RCF da classe c .

Em Casaponsa et al. (2011), os autores tratam o problema de classificação utilizando RNs de uma forma probabilística. Para tal ele manipulam as elementos dos vetores de saída y_j de forma que eles possam ser interpretados como sendo as probabilidades do j -ésimo mapa sintético pertencer a cada uma das N classes. Tais vetores transformados são por fim usados utilizados para a estimativa do correspondente valor fnl , de forma análoga à apresentada na Equação 5.24.

Diferentemente, o estimador definido aqui utiliza o vetor de saída na forma exata como ele é derivado pela RN, ou seja, sem sua prévia manipulação. Optou-se por utilizá-lo em sua forma original na Equação 5.24 pois, após alguns testes, esta metodologia se mostrou bastante eficiente, como ilustrado no Capítulo 6.

6 APLICAÇÕES DO ESTIMADOR

Quando um novo estimador é introduzido na literatura ele deve ser testado de forma consistente em diversas situações. Isso é necessário para checar seu potencial, eficiência, limitações e, principalmente, o grau de confiança dos resultados obtidos a partir da sua utilização. Por este motivo o estimador apresentado neste trabalho foi amplamente testado e avaliado em diversos aspectos, como será detalhado nas seções seguintes.

Por conveniência, as análises são apresentadas em duas etapas. Na primeira os testes do estimador permitem verificar os seguintes aspectos:

1. Sensibilidade de cada tipo de FM quando associado às RNs,
2. Eficiência das RNs no processo de reconhecimento e classificação de padrões quando os mapas sintéticos de flutuações primordiais da RCF, Gaussianos e não-Gaussianos ($f_{NL} = [-10, 80]$), utilizados no treinamento são ideais, ou seja, sem nenhum tipo de contaminação por sinais secundários, e quando são contaminados por ruído instrumental,
3. Influência do uso de máscaras (corte de regiões específicas do mapa) na análise das RNs.

As RNs geradas nesta primeira etapa tiveram sua eficiência avaliada de acordo com a Abordagem-1, descrita no Capítulo 5, e foram utilizadas na análise dos mapas de RCF do Planck. Os resultados obtidos foram motivação para a execução da segunda etapa de testes e aplicações do estimador. Nesta segunda etapa, que engloba a Abordagem-2 para avaliação do estimador, os testes são realizados utilizando conjuntos de dados mais realistas, contaminados também por resíduos de emissão *foreground*, considerando amplitudes variadas e quatro bandas de frequência. A análise dos mapas do Planck pelas RNs geradas nesta etapa mostra a evolução da aplicação do estimador, com resultados mais consistentes, como será discutido.

A Seção 6.1 resume as principais características dos mapas de RCF do Planck, e outros produtos associados a eles, liberados pela colaboração em 2013 e amplamente utilizados neste trabalho. A primeira etapa é também apresentada em Novaes et al. (2014a), e parte da segunda em Novaes et al. (2014b), trabalhos nos quais as seções 6.2 e 6.3 são baseadas.

6.1 Mapas de RCF do satélite Planck

O estudo das anisotropias primordiais de temperatura da RCF requer o uso de mapas o mais livres possível de contaminações por sinais secundários. Por isso o interesse em se realizar observações em diversas bandas de frequência, de forma que seja possível compreender melhor o comportamento espectral destas componentes, permitindo sua separação do sinal primordial. Na busca por desvios de Gaussianidade em especial, a separação de sinais de forma eficiente e o controle sobre as possíveis fontes de contaminação são grandes desafios.

O satélite Planck realizou observações em nove bandas de frequência entre 30 e 857 GHz, e em 2013 disponibilizou, dentre outros produtos, os mapas de alta resolução do campo de flutuações de temperatura da RCF ($N_{side} = 2048$) obtidos da análise dos dados de 15 meses de missão. Estes mapas, derivados utilizando quatro diferentes algoritmos de separação de componentes, os quais dão origem a seus nomes, são (PLANCK COLLABORATION, 2014c): o **SMICA** (*Spectral Matching Independent Component Analysis*, Cardoso et al. (2008)) e o **SEVEM** (*Spectral Estimation Via Expectation Maximization*, Fernández-Cobos et al. (2012)), obtidos utilizando dados em todas as nove bandas de frequências, o **NILC** (*Needlet Internal Linear Combination*, Delabrouille et al. (2009)), derivado das bandas de 44 a 857 GHz, e o **Commander-Ruler** (ERIKSEN et al., 2006; ERIKSEN et al., 2008), resultante do uso de dados na bandas de 30 a 353 GHz. Os três primeiros mapas apresentam uma resolução angular correspondente a um feixe Gaussiano de FWHM= 5 minutos de arco, enquanto o **Commander-Ruler** possui um feixe pouco maior, equivalente a FWHM= 7,4 minutos de arco (PLANCK COLLABORATION, 2014c).

Como cada mapa de RCF é derivado a partir da combinação de observações em diferentes bandas de frequência e utilizando diferentes algoritmos de separação de componentes, eles não são idênticos entre si, apresentando contaminações com características e em regiões diferentes. O **Commander-Ruler** em especial é o mais distinto deles, já que, diferentemente dos outros três mapas, a última banda de frequência, 857 GHz, não é usada para sua derivação. Sendo assim, cada mapa é acompanhado por sua própria “máscara de confiança”, que delimita a região dentro da qual o sinal da RCF é considerado estatisticamente robusto. As máscaras de confiança individuais, referidas como VALMASK, dos mapas **SMICA**, **NILC**, **SEVEM** e **Commander-Ruler** correspondem a uma fração do céu de $f_{sky} = 0,89; 0,93; 0,76$ e $0,75$; respectivamente (Figura 6.1). Além destas, a colaboração Planck também produziu uma máscara denominada U73, que corresponde à união das quatro VALMASKs, e por isso mais

restritiva, com $f_{sky} = 0,73$.

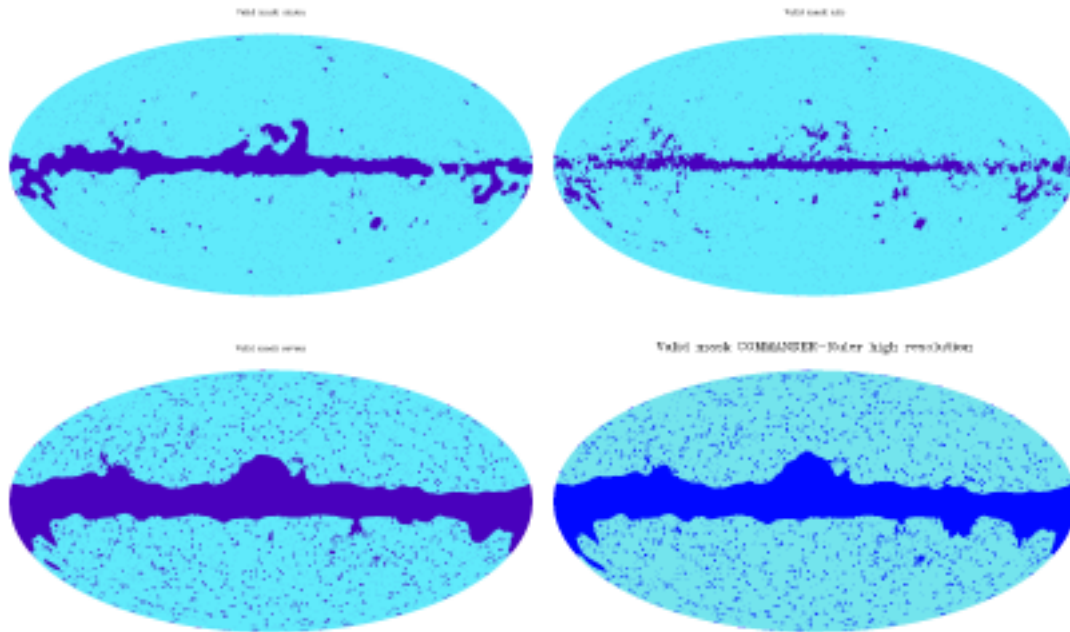


Figura 6.1 - Máscaras de confiança (VALMASK) correspondentes aos mapas SMICA, NILC, SEVEM e Commander-Ruler, respectivamente da esquerda para a direita.

Outro produto que acompanha cada um dos mapas de RCF é a estimativa, pixel a pixel, da contribuição de ruído instrumental. O mapa **Commander-Ruler**, além da estimativa de ruído, também é acompanhado pelo correspondente mapa de desvio padrão.

Por fim, também é importante mencionar as expectativas da colaboração Planck quanto à contaminação por resíduos de emissão *foreground* nestes mapas. Utilizando um conjunto de simulações realistas dos dados do Planck, geradas com base em modelos detalhados do instrumento e do céu, as chamadas FFP6 (Full Focal Plane 6, cujos detalhes são fornecidos em [Planck Collaboration \(2013\)](#)), a colaboração Planck realizou uma análise idêntica àquela executada sobre os dados observacionais do Planck. Com um bom entendimento dos dados simulados, esta análise permitiu verificar qual o grau de contaminação por sinais secundários esperado para cada um dos mapas de RCF. De acordo com [Planck Collaboration \(2014c\)](#), o algoritmo SMICA produz o mapa com o mais baixo nível de resíduos. Além disso, esta análise permitiu concluir também que o principal contaminante dos mapas **Commander-Ruler** e SMICA seria, respectivamente, um resíduo de emissão livre-livre e poeira térmica (sinal

under-subtracted); enquanto que nos mapas NILC e SEVEM haveria uma subtração em excesso da emissão de poeira térmica (sinal *over-subtracted*). Detalhes sobre os mapas e algoritmos de separação de componentes podem ser encontrados em [Planck Collaboration \(2014c\)](#).

6.2 Etapa 1: Validação do estimador

6.2.1 Descrição dos dados utilizados

Os testes realizados nesta primeira etapa utilizam dois tipos de mapas de flutuações de temperatura da RCF: (1) ideais, sem a presença de nenhum tipo de sinal secundário, e (2) contaminados por ruído inhomogêneo. No segundo caso, a contribuição de ruído adicionada aos mapas de RCF sintéticos corresponde aos mapas de ruído que acompanham três dos mapas de RCF do Planck descritos na Seção anterior: SMICA, SEVEM e NILC.

Os mapas sintéticos de RCF foram produzidos utilizando o esquema de pixelização do HEALPix, com $N_{side} = 512$ e corte em $\ell_{max} = 500$, e usando um feixe Gaussiano de FWHM= 5 minutos de arco, mesma resolução angular dos mapas de RCF do Planck. A derivação destes mapas utilizou os conjuntos de harmônicos esféricos produzidos por [Elsner e Wandelt \(2009\)](#)¹: 1000 conjuntos do tipo linear $\{a_{\ell m}^G\}$ e 1000 do tipo não-linear, correspondentes à NG do tipo local, $\{a_{\ell m}^{NG}\}$. Combinando as duas quantidades na forma

$$a_{\ell m} = a_{\ell m}^G + f_{NL} a_{\ell m}^{NG}, \quad (6.1)$$

foi possível obter os conjuntos de parâmetros $a_{\ell m}$'s para a geração de mapas com qualquer grau de NG (f_{NL}) necessário para os testes.

Como o treinamento eficiente de uma RN exige grande quantidade de dados, as simulações foram realizadas considerando intervalos para o parâmetro f_{NL} , dentro dos quais os valores foram tomados aleatoriamente para a simulação da quantidade necessária de mapas. Cada RN foi treinada com no máximo três classes, ou seja, três intervalos de valores f_{NL} . Os intervalos considerados foram: $f_{NL} = [-10, 10]$, $[10, 30]$, $[28, 48]$, $[30, 50]$, $[40, 60]$ e $[60, 80]$, de forma a ter, em cada um deles, uma distribuição normal com média 0, 20, 38, 40, 50 e 70, respectivamente. Tais intervalos foram escolhidos tendo em mente a estimativa recente realizada pela colaboração Planck, $f_{NL} = 38 \pm 18$ em um CL de 68%, tomada como sendo a média

¹<http://planck.mpa-garching.mpg.de/cmb/fnl-simulations/>

de um dos intervalos.

6.2.2 Avaliação do Estimador

6.2.2.1 Sensibilidade

Os diversos testes realizados para avaliação do potencial do estimador iniciam-se por análises de sua sensibilidade quanto ao uso de cada tipo de FM e a quantidade de dados usados no treinamento. Inicialmente foram consideradas duas classes de dados (vide Capítulo 5), correspondentes a mapas sintéticos da RCF gerados a partir da Equação 6.1 e usando os intervalos de $f_{NL} = [-10, 10]$ para a *Classe 1* e $f_{NL} = [40, 60]$ para a *Classe 2*. O número de mapas utilizados neste primeiro teste foi de $m = 1000$, sendo 500 de cada classe. Isso significa que para cada FM ($k = 0, 1, 2, 3$ e 4) está disponível um conjunto de treinamento de 1000 vetores (v_k^i , para $i = 1, \dots, m$) correspondentes às duas classes. Após o treinamento da RN, realizado para o k -ésimo FM individualmente, ela é aplicada a um conjunto de teste de mesmo tamanho (v_k^j , para $j = 1, \dots, l$, com $l = 1000$), sendo novamente 500 vetores de cada classe.

Após a aplicação de cada RN treinada aos dados de teste correspondentes foi utilizada a Abordagem-1, descrita na Seção 5.3, para analisar cada saída $\{y_j\}$ e avaliar a eficiência do método. Os resultados obtidos estão resumidos na Tabela 6.1. A última coluna desta Tabela apresenta o erro quadrático médio (MSE; vide e.g., Novaes et al. (2014a)) em cada caso, uma medida da performance das RNs. Esta quantidade compara os valores retornados pela RN (y_j^{ret}) àqueles esperados (y_j^{esp}) da seguinte forma

$$MSE \equiv \frac{1}{l} \sum_{j=1}^l (y_j^{esp} - y_j^{ret})^2, \quad (6.2)$$

para $j = 1, 2, \dots, l$.

Também foi testado um conjunto de treinamento maior, composto por $m = 2000$ vetores do FM do tipo k , 1000 para cada uma das mesmas classes 1 e 2. Os resultados da aplicação das RNs treinadas aos correspondentes conjuntos de teste (o mesmo do caso anterior) também estão reunidos na Tabela 6.1. Tais resultados mostram uma melhora da atuação das RNs em relação ao caso anterior em que o conjunto de treinamento foi menor. Isso permite verificar como a sensibilidade da RN depende do tamanho do conjunto de treinamento. Uma análise mais detalhada deste aspecto

é apresentada na seção seguinte.

Por fim, a comparação entre as atuações das RNs treinadas e testadas usando cada tipo de vetor de FM individualmente também permite chegar a outra conclusão importante. Os resultados apresentados mostram uma variação na sensibilidade dos FM, que, do melhor para o pior, seria Perímetro \gtrsim Genus \gtrsim $N_{clusters}$ \gg Área. Este comportamento confirma a verificação realizada por [Ducout et al. \(2013\)](#).

Tabela 6.1 - Resultados dos testes de sensibilidade do estimador ([NOVAES et al., 2014a](#)).

f_{NL}	m	l	$N_{classes}$	MF	Acertos - <i>Modo-1/Modo-2</i> ^a (%)	MSE ^b
[-10,10], [40,60]	1000	1000	2	Área	59.4 / 63.7	0.240
				Perímetro	85.5 / 87.1	0.106
				Genus	78.5 / 81.0	0.146
				$N_{clusters}$	74.5 / 81.5	0.146
[-10,10], [40,60]	2000	1000	2	Área	62.7 / 64.5	0.226
				Perímetro	96.4 / 96.5	0.049
				Genus	96.7 / 96.9	0.049
				$N_{clusters}$	95.7 / 95.9	0.062

^aCorresponde às duas formas de calcular o número de acertos pela RN (veja Seção 5.3).

^bErro quadrático médio ou, do Inglês, *Mean Square Error* (veja texto para detalhes).

6.2.2.2 Sensibilidade ao tamanho do conjunto de treinamento e à quantidade de classes

O principal requisito ao se construir um estimador como o apresentado aqui é o de que sua sensibilidade seja suficiente para que possa identificar sinais não-Gaussianos de baixa amplitude, como é esperado para o campo de anisotropias da RCF. Resultados recentes obtidos a partir da análise de dados do satélite Planck limitam esta amplitude em $f_{NL} = 38 \pm 18$, para um CL de 68%. Tendo isso em mente, o teste seguinte é realizado considerando três classes, $N_{classes} = 3$, que são: um conjunto de mapas sintéticos da RCF aproximadamente Gaussianos, tomando $f_{NL} = [-10, 10]$, com $\langle f_{NL} \rangle = 0$ (*classe 1*), e outros dois conjuntos de mapas não-Gaussianos, tomando $f_{NL} = [28, 48]$, com $\langle f_{NL} \rangle = 38$ (*classe 2*), e $f_{NL} = [60, 80]$, com $\langle f_{NL} \rangle = 70$ (*classe 3*). Para todas as três classes tem-se que $\sigma(f_{NL}) \sim 2,5$ para o desvio padrão dos conjuntos de valores utilizados.

A seção anterior mostrou que o comportamento do estimador parece ter relação com o tamanho do conjunto usado para o treinamento da RN. Com o objetivo de verificar este indício foram testados conjuntos de treinamento de diferentes tamanhos: $m =$

3000, 4500, 6000, 7500, 9000, 10500, 12000, 13500, 15000, 16500, 18000 e 19500 vetores do FM do tipo Perímetro (ou apenas, vetores de Perímetro), sendo $m/3$ vetores de cada classe. A análise foi desenvolvida utilizando apenas o Perímetro, dentre os quatro FM, devido ao fato, também verificado na seção anterior, de que este se mostrou ser o FM mais sensível ao sinal não-Gaussiano primordial. Cada uma das doze RNs treinadas foi avaliada a partir de sua aplicação a um conjunto de teste composto por $l/3 = 500$ vetores de Perímetro.

A parte superior da Figura 6.2 apresenta os valores médios de acertos para as três classes juntas, contabilizados de acordo com os Modos 1 e 2 da Abordagem-1, em função do tamanho do conjunto de treinamento. Este gráfico mostra que o tamanho é mesmo um fator limitante para a eficácia do estimador, mostrando que quanto maior o conjunto de treinamento maior a precisão da RN em executar a classificação dos vetores de Perímetro. Assim, finalizando os testes em $m = 19500$, chega-se ao número médio de acertos de 99,6% de acordo com o *Modo-1* e 99,9% de acordo com o *Modo-2*. Especificamente para cada uma das classes 1, 2 e 3, o número de acertos corresponde, respectivamente, a: 99,6%, 99,8% e 99,6% de acordo com o *Modo-1* e 100%, 99,8% e 100% de acordo com o *Modo-2*.

Além disso, é importante também identificar o ponto em que a RN parece “saturar” ($m/3 = 4500$), ou seja, em que os acertos não aumentam significativamente mesmo com o aumento do conjunto de treinamento. Este comportamento também é observado no gráfico apresentado na parte inferior da mesma Figura 6.2, onde está representada a variação do MSE calculado para os casos considerados.

Por fim, avaliando também o efeito do aumento do número de classes, é possível concluir que este é um fator determinante para o desempenho de uma RN. Esta influência fica evidente a partir da comparação entre a porcentagem de acertos das RNs treinadas nos casos de: $N_{classes} = 2$, com $\sim 96\%$ de acertos para ambos os Modos 1 e 2 (sétima linha da Tabela 6.1), e $N_{classes} = 3$, com $\sim 50\%$ e 65% de acertos para os Modos 1 e 2, respectivamente (representado pelo primeiro ponto, $m/3 = 1000$, do gráfico da Figura 6.2). No entanto, este efeito já era esperado, já que a adição de uma classe corresponde à inserção de mais um padrão a ser reconhecido pela RN, ou seja, será necessário um esforço maior para reconhecer um número maior de características. Isso leva à necessidade de utilizar um conjunto de treinamento maior para atingir a mesma performance obtida com um número menor de classes, como mostrado na Figura 6.2. No caso tratado este problema é completamente contornado com o uso de $m/3 = 4500$.

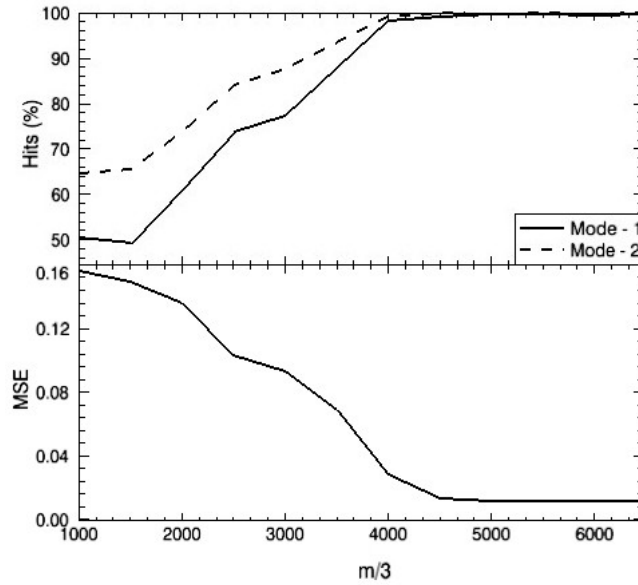


Figura 6.2 - Variação do número médio de acertos (acima) e do erro quadrático médio (abaixo) em relação ao tamanho do conjunto de treinamento, composto por m vetores de Perímetro.

Fonte: Novaes et al. (2014a).

6.2.2.3 Efeito da contaminação por ruído inhomogêneo e o uso de máscaras

O objetivo desta seção é avaliar a robustez do estimador a partir de testes em que as RNs são treinadas utilizando mapas de RCF simulados de forma mais realista e com corte definido por uma máscara. Para isso os mapas sintéticos de flutuações de temperatura recebem a contribuição de ruído inhomogêneo realista, liberados em conjunto com os mapas de RCF do Planck. Além disso, antes do acréscimo de ruído, também é aplicada sobre o mapa de RCF uma ferramenta que simula o feixe efetivo do satélite Planck, correspondente a FWHM= 5 minutos de arco.

Os resultados apresentados na seção anterior mostram que para conjuntos de treinamento com $m/3 > 4500$ (três classes) não há uma melhora significativa no número de acertos da RN (Figura 6.2). Por este motivo, todos os testes realizados a partir de agora farão uso de um conjunto de treinamento de $m/3 = 5000$ mapas de RCF, considerando sempre $N_{classes} = 3$. Além disso também foram utilizados apenas vetores de Perímetro, pelo motivo já discutido anteriormente. Por fim, os conjuntos de teste em todos os casos foram compostos por $l/3 = 500$ vetores de Perímetro.

Esta seção apresenta as análises de robustez em duas partes: uma primeira em que os testes são realizados com o objetivo de verificar o impacto do uso de máscaras com diferentes cortes, f_{sky} , e outra que checa a performance do estimador quando aplicado a mapas sintéticos contaminados por ruído inhomogêneo, além da presença da máscara.

Máscaras do Planck:

A avaliação do estimador quanto ao uso de frações do céu para o cálculo dos Perímetros foi realizada utilizando duas máscaras diferentes liberadas pela colaboração Planck: a associada ao mapa SMICA, chamada máscara-SMICA a partir de agora, e a máscara U73. O estimador foi então aplicado a dois conjuntos de mapas, cada um deles correspondente a uma diferente fração do céu, definida pela máscara utilizada. Ambos os conjuntos são compostos por três classes de mapas com diferentes amplitudes de sinal não-Gaussiano: $f_{NL} = [-10, 10]$ (*classe 1*), $f_{NL} = [28, 48]$ (*classe 2*) e $f_{NL} = [60, 80]$ (*classe 3*).

A Tabela 6.2 apresenta as porcentagens médias de acertos resultantes dos dois testes. A comparação entre os valores apresentados na segunda e terceira colunas e aqueles mostrados na Tabela 6.1 permite concluir que o uso de máscaras não influencia a eficiência do estimador, já que a porcentagem de acertos, ou seja, a taxa de sucesso da RN em executar a classificação, permanece acima de 99%.

Ruído e máscara:

Os testes seguintes são realizados utilizando mapas sintéticos de RCF contaminados por ruído inhomogêneo não-Gaussiano. Para tal foram utilizados os mapas de ruído associados aos mapas de RCF do Planck, que serão chamados a partir de agora: ruído-SMICA, ruído-SEVEM e ruído-NILC. Foram consideradas diversas combinações de ruído e máscaras. Antes do cálculo dos vetores de Perímetro, cada uma destas combinações foi aplicada aos conjuntos de mapas da RCF constituídos das mesmas três classes: $f_{NL} = [-10, 10]$, $[28, 48]$, $[60, 80]$. Desta forma foi possível realizar um total de quatro testes, aplicando o estimador a quatro conjuntos de mapas sintéticos. Dois destes conjuntos foram contaminados por ruído-SMICA e corte dado pelas máscaras 1) U73 e 2) máscara-SMICA, o que permite verificar a influência de diferentes tipos de máscaras na presença de um mesmo ruído. Já os outros dois conjuntos de mapas foram contaminados por 3) ruído-SEVEM e 4) ruído-NILC, mas aplicando a mesma máscara, U73, sobre ambos, de forma a testar o impacto dos dois tipos de ruído mesmo com o uso de uma máscara mais rigorosa que as outras.

Os resultados dos quatro testes são também reunidos na Tabela 6.2. A última li-

nha desta tabela apresenta ainda os números médios de acerto para um último teste. O objetivo desta última análise de robustez é avaliar a eficiência do estimador quando aplicado a mapas da RCF cujo sinal não-Gaussiano presente corresponde a intervalos contínuos de valores f_{NL} . As três classes neste caso são definidas como: $f_{\text{NL}} = [-10, 10]$, $[10, 30]$, $[30, 50]$. Os mapas utilizados neste teste são contaminados por ruído-SMICA e corte dado pela máscara U73.

Da Tabela 6.2, que reúne as porcentagens de acertos e os correspondentes valores de MSE para todos os testes de robustez realizados, é possível concluir que o uso de diferentes máscaras não causa impacto na eficiência da RN, enquanto a inclusão de ruído diminui ligeiramente o número de acertos. Ainda assim é possível concluir destes resultados que o estimador é igualmente eficiente em ambos os casos, ou seja, na presença ou não de ruído instrumental.

Analisando os resultados obtidos do último teste (última linha da Tabela 6.2), cujas classes dos mapas utilizados correspondem a intervalos contínuos de f_{NL} , é possível verificar que o número de acertos é inferior a qualquer outro caso testado, apresentando também um valor mais alto para MSE. Tal fato evidencia uma maior dificuldade da RN em identificar padrões não-Gaussianos quando treinada utilizando conjuntos de mapas cujas classes correspondem a intervalos adjacentes de f_{NL} . No entanto, este comportamento é totalmente natural, já que neste caso os padrões que descrevem cada classe são mais parecidos entre si, e, portanto, mais fáceis de serem confundidos.

Tabela 6.2 - Resultados dos testes de robustez (NOVAES et al., 2014a).

f_{NL}^a	RN de referência	Mapa de RCF	Acertos ^b (%)	MSE
[-10, 10], [28, 48], [60, 80]	RN ^{nc} -1	sem ruído + máscara-SMICA	99.4 / 99.7	0.01
	RN ^{nc} -2	sem ruído + U73	99.6 / 99.7	0.01
	RN ^{nc} -3	ruído SMICA + máscara-SMICA	98.4 / 99.1	0.03
	RN ^{nc} -4	ruído SMICA + U73	97.3 / 98.5	0.02
	RN ^{nc} -5	ruído SEVEM + U73	98.1 / 98.9	0.03
	RN ^{nc} -6	ruído NILC + U73	98.6 / 99.3	0.03
[-10, 10], [10, 30], [30, 50]	RN ^c -7	ruído SMICA + U73	96.5 / 97.2	0.05

^a Intervalos contínuos (c) e não-contínuos (nc) do parâmetro f_{NL} usados nas simulações dos mapas de RCF.

^b Porcentagens de acertos correspondentes a *Modo-1/Modo-2*.

Por fim, um teste adicional foi utilizado para verificar a capacidade do estimador em distinguir entre sinais não-Gaussianos de origem primária e secundária, que,

juntamente a uma boa performance em identificar sinais não-Gaussianos de baixa amplitude, é uma característica essencial para um estimador estatístico. Para isso uma RN foi treinada a partir de um conjunto de dados constituído de duas classes: *Classe 1* - mapas da RCF aproximadamente Gaussianos ($|f_{\text{NL}}| \leq 10$) e contaminados por ruído inhomogêneo tipo-SMICA (NG secundária); e *Classe 2* - mapas da RCF com fraco sinal não-Gaussiano primordial ($28 \leq f_{\text{NL}} \leq 48$). A aplicação da RN treinada a um conjunto de teste, composto pelas mesmas classes 1 e 2 descritas, mostrou que o estimador atingiu 95% de acerto ao classificar os dados de teste entre mapas Gaussianos contaminados por ruído inhomogêneo e mapas compostos por NG primordial. Em outras palavras, o estimador apresentou um alta performance ao discriminar entre sinais não-Gaussianos fracos de origem primária e secundária.

6.2.3 Aplicação aos mapas de RCF do Planck

Após realização dos testes em condições controladas, um desdobramento natural é sua aplicação a mapas reais de RCF do Planck, motivo pelo qual todos os testes de robustez apresentados anteriormente utilizaram as máscaras e, em especial, as estimativas de ruído inhomogêneo fornecidos pela própria colaboração Planck em conjunto com os mapas de RCF a serem analisados.

Além disso, é importante lembrar que as RNs somente reconhecem padrões aos quais ela foi apresentada durante o treinamento. Por isso é importante que as RNs aplicadas aos mapas do Planck tenham sido treinadas utilizando dados apropriados, ou seja, o mais realistas possível e de acordo com as características esperadas para os mapas a serem realizados. Este foi também um motivo para o treinamento das RNs na forma como foi feito durante os testes de robustez. Desta forma, cada mapa de RCF do Planck pôde ser analisado utilizando a RN mais apropriada, ou seja, aquela treinada utilizando mapas sintéticos cuja contaminação por ruído inhomogêneo e uso da máscara fossem compatíveis com o mapa analisado. Tal análise é feita, portanto, de acordo com a seguinte correspondência:

$$\text{RN}^{nc-3} \implies \text{mapa SMICA} + \text{máscara-SMICA} \quad (6.3)$$

$$\text{RN}^{nc-4} \implies \text{mapa SMICA} + \text{U73} \quad (6.4)$$

$$\text{RN}^{nc-5} \implies \text{mapa NILC} + \text{U73} \quad (6.5)$$

$$\text{RN}^{nc-6} \implies \text{mapa SEVEM} + \text{U73} \quad (6.6)$$

$$\text{RN}^c-7 \implies \text{mapa SMICA} + \text{U73} \quad (6.7)$$

em que os índices 3 – 7 indicam qual RN treinada foi utilizada em cada caso, de

acordo com os mapas usados para seu treinamento, como apresentado na Tabela 6.2. Já os índices c e nc referem-se às características de continuidade e não-continuidade, respectivamente, dos intervalos de f_{NL} considerados em cada análise.

Da discussão apresentada no Capítulo 5, espera-se que o vetor de saída retornado por cada RN seja composto por elementos com amplitudes $\mathcal{O}(0)$ ou $\mathcal{O}(1)$. Todas as RNs utilizadas foram treinadas considerando três classes, $N_{classes} = 3$, por isso espera-se que o vetor de saída seja um dos seguintes casos: $y_{\text{Mapa-Planck}} = (\mathcal{O}(1), \mathcal{O}(0), \mathcal{O}(0))$, $y_{\text{Mapa-Planck}} = (\mathcal{O}(0), \mathcal{O}(1), \mathcal{O}(0))$ ou $y_{\text{Mapa-Planck}} = (\mathcal{O}(0), \mathcal{O}(0), \mathcal{O}(1))$, em que o elemento de valor $\mathcal{O}(1)$ corresponde à classificação realizada pela RN, ou seja, indica a classe à qual o vetor (ou mapa) analisado corresponde, segundo o reconhecimento feito pela RN. No entanto, os vetores de saída resultantes do uso das RNs, seguindo as Equações 6.3 a 6.7, apresentam elementos muito diferentes daqueles esperados, apresentando amplitudes que chegam a $\mathcal{O}(10)$ ou até mais altas. Este tipo de discrepância é esperado em casos nos quais a RN é aplicada em dados cujas características são muito distintas daquelas presentes nos dados usados para o treinamento, o que resulta na dificuldade de reconhecimento de padrões pela RN. Para uma análise inicial deste aspecto foi realizada uma comparação simples entre os vetores de Perímetro calculados a partir de mapas sintéticos e real (SMICA), como mostrado à esquerda da Figura 6.3. É possível inferir deste gráfico que o comportamento da RN é totalmente compreensível, já que os vetores de Perímetro calculados a partir de um conjunto de mapas simulados são visivelmente diferentes daquele obtido do mapa de RCF do Planck.

Para compreender esta discrepância é importante enfatizar que os FMs são extremamente sensíveis à resolução de um mapa de temperatura (HIKAGE et al., 2008). Sendo assim, uma explicação plausível para a diferença nas amplitudes dos mapas sintéticos e real é que, mesmo aplicando um feixe efetivo equivalente ao do Planck aos mapas simulados, FWHM= 5 minutos de arco, a escala de suavização ainda não é adequada. Estas discrepâncias podem ocorrer devido, por exemplo, à degradação dos mapas do Planck, inicialmente com $N_{side} = 2048$, para $N_{side} = 512$, de forma a obter a mesma pixelização dos mapas simulados. Outro possível motivo é o formato do feixe do instrumento, que é diferente do feixe Gaussiano usado nas simulações. Sabendo disso, os esforços em resolver tal problema voltaram-se para a análise do efeito causado pela aplicação de uma ferramenta de suavização sobre todos os mapas (simulados e reais), na tentativa de minimizar este problema. O gráfico à direita da Figura 6.3 mostra o resultado obtido para os vetores de Perímetro de ambos, com as amplitudes mais compatíveis, o que permite inferir que o uso de uma ferramenta

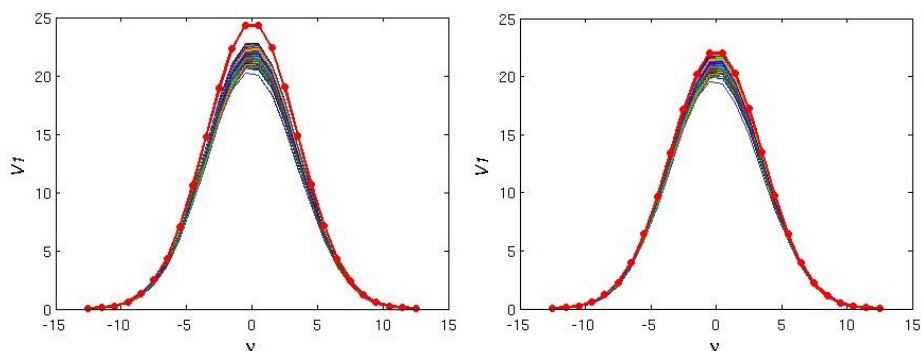


Figura 6.3 - Esquerda: Gráficos dos vetores de Perímetro calculados a partir de um conjunto de mapas de RCF (linhas coloridas) e a partir do mapa SMICA do Planck (linha com círculos em vermelho), após a aplicação da máscara U73. Direita: Análogo ao gráfico da esquerda, mas os vetores de Perímetro foram calculados a partir dos mesmos mapas após eles terem sido suavizados com feixe de FWHM= 3 minutos de arco.

Fonte: Novaes et al. (2014a).

de suavização minimiza “desigualdades” entre os mapas simulados e real.

O tamanho do feixe utilizado para a suavização de todos os mapas foi escolhido de acordo com os seguintes critérios: primeiro que ele fosse grande o suficiente para que os mapas de RCF simulados e reais, e conseqüentemente, os vetores de perímetro, se tornassem mais consistentes, e segundo que também fosse pequeno o suficiente de forma a não afetar muito o espectro de potência angular destes mapas. Assim, o valor escolhido foi de FWHM= 3 minutos de arco.

Todos os testes de robustez foram repetidos utilizando conjuntos de treinamento e teste compostos por vetores de Perímetro obtidos a partir de mapas similares àqueles usados anteriormente, mas com o efeito de suavização de FWHM= 3 minutos de arco. Em todos os casos as quantidades de acertos, bem como os valores de MSE, calculados são análogos aos obtidos anteriormente, apresentados na Tabela 6.2. Isso mostra que este procedimento não afeta a eficiência do estimador. Por fim, as RNs derivadas dos testes de robustez refeitos, ou seja, treinadas a partir de mapas sintéticos suavizados, foram aplicadas aos mapas de RCF do Planck, também

suavizados com o mesmo feixe. Os vetores de saída obtidos foram os seguintes:

$$y_{\text{RN}^{nc-3}} = (-0.45, 0.99, 0.46), \quad (6.8)$$

$$y_{\text{RN}^{nc-4}} = (-0.11, 0.75, 0.35), \quad (6.9)$$

$$y_{\text{RN}^{nc-5}} = (-0.25, 1.97, -0.72), \quad (6.10)$$

$$y_{\text{RN}^{nc-6}} = (-0.37, -3.61, 4.98), \quad (6.11)$$

$$y_{\text{RN}^{c-7}} = (0.55, -2.11, 2.56). \quad (6.12)$$

Estas análises foram realizadas novamente seguindo as mesmas correspondências definidas nas Equações 6.3 a 6.7. Os resultados dados pelas Equações de 6.8 a 6.12 mostram vetores de saída muito mais consistentes com o esperado, resultante da melhor consistência (similaridade) entre mapas simulados e reais, o que foi possível através da suavização dos mesmo. No entanto, mesmo sendo mais razoáveis que os obtidos anteriormente, os vetores de saída ainda apresentam elementos cujas amplitudes são consideravelmente diferentes do esperado (vide Abordagem-1 na Seção 5.3). Este fato leva a crer que a utilização de uma ferramenta de suavização em ambos os tipos de mapas não permitiu que eles se tornassem compatíveis o suficiente para uma análise eficiente das RNs, que ainda encontraram dificuldades em reconhecer todos os padrões de NG presentes nos mapas do Planck.

6.2.4 Conclusões preliminares e motivação para a Etapa 2

Todos os resultados das análises de robustez realizados constataam a alta eficiência do estimador em analisar dados similares àqueles utilizados para o treinamento das RNs. Isso mostra que o treinamento das RNs é efetivo quando se tem conhecimento sobre os tipos de NG presentes nos mapas a serem analisados, já que assim os dados de treinamento podem ser simulados de forma consistente. No entanto, todo o esforço dedicado à construção de mapas sintéticos mais compatíveis aos mapas do Planck, com a inclusão de ruído inhomogêneo e máscaras, fornecidos pela própria colaboração Planck, além do procedimento de suavização, parece não ter sido suficiente. Isso porque, mesmo as Equações 6.8 a 6.12 apresentando saídas mais consistentes com o esperado, ainda é observada uma discrepância, que pode ser interpretada no sentido de que tal esforço não resultou em mapas sintéticos similares o suficiente aos reais, pois não é possível obter conhecimento total dos componentes destes mapas. Neste contexto, esta seria a razão pela qual as RNs parecem não ser capazes de reconhecer todo o padrão de NG presente nos mapas do Planck. Complementando esta ideia, a imprecisão das RNs poderia também ser uma indicação da presença de sinais não-Gaussianos nos mapas do Planck além do tipo local. Neste caso, como os mapas

simulados contêm contribuição apenas de NG local, o estimador estaria confirmando que os componentes não-Gaussianos destes mapas são mesmo diferentes daqueles presentes nos mapas do Planck.

No entanto, mesmo que os resultados das aplicações das RN treinadas aos mapas de RCF do Planck revelem certa imprecisão, é possível verificar que os vetores de saída indicam um grau de sinal não-Gaussiano de acordo com os recente resultados obtidos com as análises de dados do WMAP-9 e Planck, ou seja $f_{\text{NL}} = 38 \pm 18$ (PLANCK COLLABORATION, 2014j). Se estes vetores de saída forem analisados de acordo com o *Modo-2* (Abordagem-1), em que seu elemento de maior amplitude indica a classe, ou seja, o intervalo de valores f_{NL} , as classificações feitas pelas RNs seriam as seguintes: os vetores de saída nas relações de 6.8 a 6.10 indicam $f_{\text{NL}} = [28, 48]$, na relação 6.11 indica $f_{\text{NL}} = [60, 80]$ e na relação 6.12 indica $f_{\text{NL}} = [30, 50]$.

Portanto, a alta eficiência das RNs nos casos em que foram treinadas e testadas ($\gtrsim 98\%$), combinada à sua indeterminação quando aplicada a dados reais, mostra que a inclusão de outros tipos de NG, primordial e secundária, poderia levar a um treinamento mais adequado à análise dos mapas do Planck. Esta hipótese é a principal motivação para o desenvolvimento da segunda etapa deste trabalho, apresentada a seguir, em que o estimador é testado em diversas situações nas quais será considerada também a contaminação por emissão Galáctica residual.

6.3 Etapa 2: Estimativa do sinal não-Gaussiano em mapas de RCF do Planck

A presente seção estende a análise já realizada estudando o efeito de sinais residuais que podem ser os responsáveis por tal problema. Isto é feito a partir da inclusão de diversas combinações (ou misturas) de sinais não-Gaussianos primordiais e não-primordiais aos mapas sintéticos de RCF para que as RNs sejam treinadas de forma mais apropriada. Os sinais secundários considerados, além do ruído inhomogêneo já tratado anteriormente, correspondem às emissões residuais síncrotron, de poeira e livre-livre. Estas foram escolhidas por serem as principais emissões Galácticas nas frequências de 70, 100, 143 e 217 GHz, as bandas selecionadas para as análises desenvolvidas. Contribuições de sinais não-Gaussianos extragalácticos, como o efeito SZ, lentes gravitacionais e fontes pontuais não serão consideradas, já que não são relevantes nas escalas angulares tratadas aqui. Por fim, como a presença de diferentes tipos de máscaras não influenciam a eficiência do estimador (Tabela 6.2) todos os casos tratados a partir de agora utilizam apenas o corte dado pela máscara U73, que também remove fontes pontuais.

Esta etapa tem como objetivo o treinamento mais adequado das RNs, de forma a permitir uma análise mais precisa dos mapas do Planck pelo estimador, após testar sua eficiência em reconhecer padrões não-Gaussianos primordiais na presença de sinais secundários. Neste sentido, as análises estendem e complementam aquelas realizadas na primeira etapa em três aspectos principais: 1) verificando a atuação do estimador ao utilizar diferentes amplitudes de contaminação residual Galáctica e em quatro diferentes bandas de frequência, reproduzindo situações mais realistas; 2) adicionando diferentes realizações de ruído inomogêneo, derivados dos produtos liberados em conjunto com os mapas de RCF do Planck, e 3) avaliando a performance do método em situações nas quais sinais primordiais e secundários são combinados de diversas maneiras. Todos estes aspectos, além dos detalhes da simulação dos dados que compõem os conjuntos de treinamento e teste e todas as análises realizadas nesta etapa, são melhor descritos a seguir. Por fim são apresentados os resultados da aplicação das RNs treinadas aos mapas de RCF do Planck, analisando também o quarto mapa liberado pela colaboração Planck, o *Commander-Ruler*.

6.3.1 Descrição dos dados utilizados

Os conjuntos de dados utilizados nesta etapa do trabalho se diferenciam daqueles usados anteriormente pela inclusão de uma mistura de *foregrounds* residuais, além do uso de diferentes realizações de ruído inomogêneo, aos mapas de RCF. Sendo assim, os componentes simulados foram: os mapas de anisotropias primordiais da RCF, ruído inomogêneo e emissão Galáctica, a última incluindo contribuição de emissão síncrotron, livre-livre e de poeira².

Os mapas sintéticos de RCF foram obtidos a partir dos conjuntos de harmônicos esféricos calculados de acordo com a Expressão 6.1, incluindo o grau de NG arbitrário definido pelo valor do parâmetro f_{NL} e usando um feixe Gaussiano de FWHM= 5 minutos de arco. Detalhes da derivação destes mapas estão descritos na Seção 6.2.1. Já os mapas de emissão Galáctica e de ruído são gerados como detalhado nas subseções seguintes. A última subseção resume as características de todos os conjuntos de dados usados nos próximos testes do estimador.

6.3.1.1 Inclusão de contaminação por *foregrounds* Galácticos

Além do ruído inomogêneo, a contaminação do sinal primário nos mapas sintéticos da RCF também se dá na forma de emissão Galáctica residual, em quatro bandas de

²Meus agradecimentos a Ivan Soares Ferreira, que forneceu os mapas de emissão Galáctica nas frequências consideradas.

frequência. Optou-se pelas frequências de 70, 100, 143 e 217 GHz, em que as emissões síncrotron, livre-livre e de poeira são os *foregrounds* Galácticos mais relevantes.

Os conjuntos de mapas utilizados na obtenção dos três componentes Galácticos cobrem um grande intervalo de frequências e são compostos pelos produtos das observações realizadas pelos satélites:

- (1) WMAP-9: mapas de emissão síncrotron, livre-livre e de poeira derivados a partir do procedimento chamado Maximum Entropy Method³ (MEM; vide Bennett et al. (2013) para detalhes), e
- (2) Planck⁴: mapa de emissão de poeira na frequência de 353 GHz resultante da análise e separação de componentes descritos em Planck Collaboration (2014c).

Os mapas do WMAP utilizados para tal estão nas frequências de 23, 33, 41, 61, e 94 GHz (chamadas bandas K, Ka, Q, V e W, respectivamente). Estes são disponibilizados em formato HEALPix através do LAMBDA - *Legacy Archive for Microwave Background Data Analysis*⁵, onde estão publicados os dados de um, três, cinco, sete e nove anos de operação deste satélite.

A contribuição por emissão térmica de poeira nas frequências escolhidas foi estimada através de uma interpolação, pixel a pixel, da intensidade deste sinal conhecida em outras bandas, ou seja, a partir dos mapas de poeira disponibilizados pelo WMAP e Planck. Este procedimento é realizado utilizando um conjunto de N mapas, em N frequências diferentes, encontrando, para cada pixel, uma função que melhor se ajuste às N medidas do sinal. A partir deste conjunto de funções é possível estimar o valor que cada um destes pixels devem possuir em uma frequência qualquer.

Para a derivação dos mapas de emissão síncrotron e livre-livre considerou-se um procedimento semelhante ao utilizado no caso da poeira, mas utilizando apenas os mapas do WMAP já mencionados. Por isso, neste caso, é realizada uma extrapolação para as frequências além daquelas utilizadas para o ajuste pixel a pixel. O mapa sintético de *foregrounds* Galácticos é obtido somando as três componentes. A Figura 4.1 apresenta os mapas finais deste contaminante nas quatro frequências consideradas.

³http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/dr5/mem_maps_get.cfm

⁴http://irsa.ipac.caltech.edu/data/Planck/release_1/all-sky-maps/previews/COM_Comp-Map_dust-commrul_2048_R1.00/index.html

⁵<http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/>

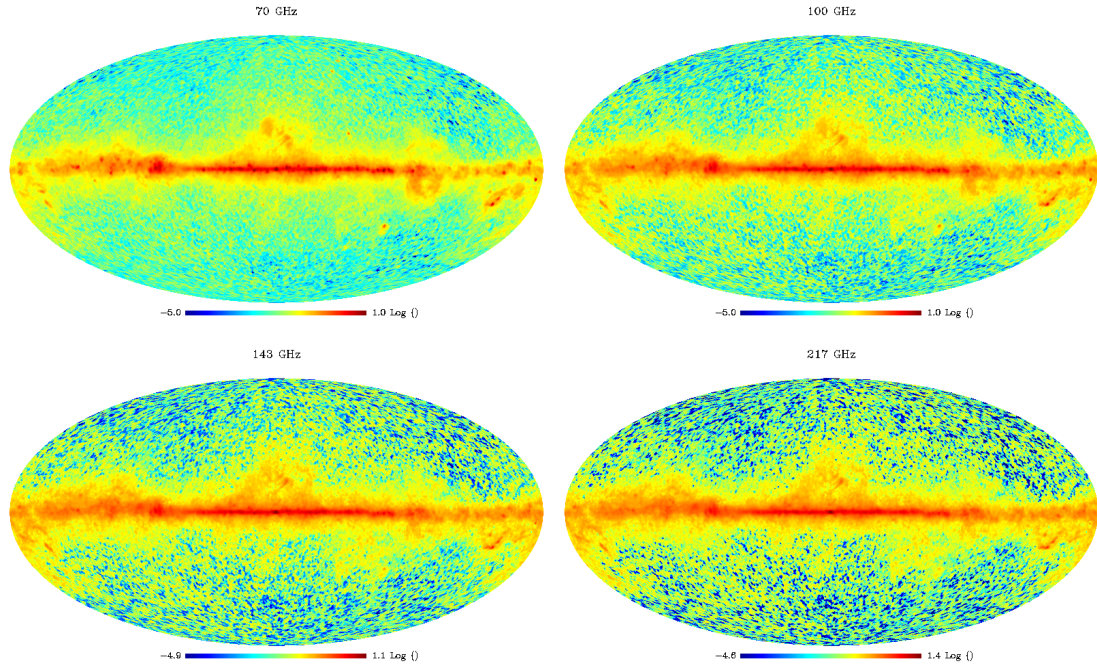


Figura 6.4 - Mapas simulados de emissão Galáctica (síncrotron, livre-livre e poeira) nas frequências de 70, 100, 143 e 217 GHz. Os mapas são apresentados em coordenadas galácticas.

No presente trabalho a contaminação por tais *foregrounds* Galácticos é adicionada aos mapas de RCF na forma de um sinal residual. O objetivo é tentar reproduzir os possíveis componentes dos mapas de RCF do Planck. Isso é feito ponderando o mapa de *foregrounds* por um fator percentual, denominado “peso”, antes que ele seja adicionado aos mapas de RCF. De forma a testar a sensibilidade do estimador em diferentes níveis de contaminação por *foregrounds* galácticos, foram escolhidos três valores para o peso: 0,1%, 1,0% e 10%, que são multiplicados pelo mapa sintético de *foregrounds* para definir a amplitude deste componente.

Para que a contaminação por *foregrounds* Galácticos seja incluída de forma correta aos dados simulados é importante considerar alguns efeitos esperados para os mapas de RCF do Planck. Como discutido por [Planck Collaboration \(2014c\)](#) e resumido na Seção 6.1, a análise de um conjunto de simulações realistas dos dados do Planck (FFP6) utilizando os mesmos algoritmos de separação utilizados na derivação dos mapas **SMICA**, **SEVEM**, **NILC** e **Commander-Ruler** permitiu obter informações a respeito da contaminação residual esperada para cada mapa de RCF do Planck. Com base nestas informações, a contaminação dos mapas simulados para o desenvolvimento deste trabalho é realizada da seguinte forma: o mapa ponderado de emissão *foreground* Galáctica é adicionado aos mapas de RCF quando o objetivo é obter

mapas sintéticos similares aos mapas **Commander-Ruler** e **SMICA**, já que nestes casos é esperado um resíduo *under-subtracted* de emissão livre-livre e de poeira térmica, respectivamente; e é subtraído quando os mapas de referência são o **SEVEM** e **NILC**, para os quais são esperados sinais *over-subtracted* de emissão de poeira.

6.3.1.2 Ruído Inomogêneo

Como mencionado anteriormente, a contaminação por ruído inomogêneo nesta segunda etapa foi realizada de forma diferente, a partir de informações e estimativas de ruído disponíveis para os mapas de RCF Planck. Tomando estes quatro mapas como referência, foram, portanto, derivados quatro tipos de ruído inomogêneo, que serão denominados a partir de agora: tipo-**SMICA**, tipo-**SEVEM**, tipo-**NILC** e tipo-**Commander-Ruler**. Como o mapa de desvio padrão associado ao mapa **Commander-Ruler** também foi disponibilizado, ele foi utilizado na simulação do ruído correspondente. Já os outros três tipos de ruído foram simulados a partir dos próprios mapas de ruído disponibilizados com os mapas de RCF (chamados a partir de agora, mapas originais de ruído), já que seus mapas de desvio padrão não estão disponíveis. Sendo assim, foram consideradas duas formas diferentes para a derivação dos mapas de ruído, como descrito a seguir:

1. **Tipo-Commander-Ruler**: A simulação deste tipo de ruído foi realizada multiplicando o correspondente mapas de desvio padrão (ou dispersão), pixel a pixel, por uma distribuição normal de média zero e desvio padrão unitário. Foram produzidos 10 mapas deste tipo com o objetivo de produzir diferentes combinações entre as flutuações de temperatura da RCF e ruído.
2. **Tipo-SMICA, SEVEM e NILC**: Os outros três tipos de ruído foram simulados multiplicando os correspondente mapas de ruído originais por uma distribuição normal de média zero e desvio padrão 0,1. Este procedimento é adotado para que seja possível obter diferentes mapas de ruído, mas sem que sua amplitude seja muito elevada em relação ao mapa original, por isso a escolha pelo desvio padrão de 0,1. Desta forma apenas alguns pixels terão intensidade $\sim 10\%$ maior que o valor máximo do mapa de ruído original. Com o mesmo propósito da simulação do ruído tipo **Commander-Ruler**, foram simulados 10 mapas de cada um dos três tipo de ruído.

6.3.1.3 Resumo dos conjuntos de dados para teste do estimador

Vale lembrar que a proposta da segunda etapa do trabalho é testar o estimador em conjuntos de dados mais realistas e compatíveis com os mapas de RCF do Planck, para um treinamento mais apropriado das RNs e uma análise mais eficiente destes mapas. Tudo isso realizado com o objetivo de melhorar a performance do estimador desenvolvido. Sendo assim, os conjuntos de mapas utilizados para os testes foram gerados incluindo diferentes misturas de contaminantes não-Gaussianos de origem secundária, entre resíduos de emissão Galáctica e ruído inomogêneo, aos mapas sintéticos de RCF. A Tabela 6.3 resume todas as combinações de contaminantes incluídas aos mapas de RCF para produção dos conjuntos de dados necessários para construção e teste do estimador dado pela Equação 5.24. A primeira coluna desta tabela indica o mapa usado como referência para as simulações, ou seja, o mapa do Planck cujas estimativas de contaminação Galáctica e ruído são usadas como base para gerar as simulações destas quantidades.

Tabela 6.3 - Dados simulados.

Mapa de referência	Ruído	Frequência (GHz)	Peso (%)
SMICA	tipo-SMICA	70, 100, 143, 217	0.1, 1.0, 10
NILC	tipo-NILC	217	10
SEVEM	tipo-SEVEM	217	10
Commander – Ruler	tipo-Commander – Ruler	70 ^a	10

^aA frequência de 70 GHz, dentre as consideradas aqui, é a mais contaminada por emissão livre-livre, por isso diretamente relacionada à contaminação residual esperada para o mapa Commander – Ruler do Planck (veja seções 6.1 6.3.1.1).

Todos os conjuntos de dados gerados para a realização dos próximos testes correspondem às três classes seguintes: *Classe 1* - $f_{NL} = [-10, 10]$, *Classe 2* - $f_{NL} = [28, 48]$ e *Classe 3* - $f_{NL} = [60, 80]$, usando novamente conjuntos de treinamento e teste compostos, respectivamente, por $m/3 = 5000$ e $l/3 = 500$ vetores de Perímetro de cada classe. Estas escolhas são baseadas nos resultados obtidos na etapa 1 quanto à sensibilidade do estimador aos quatro tipos de FMs e ao tamanho do conjunto de treinamento. A quantidade de neurônios na camada intermediária também foi a mesma utilizada anteriormente, $n_{neu} = 140$.

Assim como na etapa 1, os mapas utilizados nos testes a seguir foram processados por uma ferramenta de suavização antes do cálculo dos vetores de Perímetro, de forma a evitar possíveis discrepâncias entre dados simulados e reais. Analisando especificamente o caso tratado nesta segunda etapa, em que há também a presença

de contaminação Galáctica residual, foi verificado que não ocorre uma discrepância tão evidente como a mostrada na Figura 6.3, em que a única contaminação por sinal secundário decorria de ruído inhomogêneo. A parte superior da Figura 6.5 apresenta os vetores de Perímetro calculados a partir de um conjunto de mapas da RCF contaminados por ruído tipo-SMICA, à esquerda, e outro contaminado também por emissão Galáctica residual, à direita. Para comparação o Perímetro calculado a partir do mapa SMICA do Planck é superposto em ambos os casos. É possível perceber claramente como a presença de contaminação *foreground* afeta a amplitude destes vetores. Este fato leva à confirmação de um dos pontos levantados na Seção 6.2.4: uma possível razão para a indeterminação das RNs nos casos tratados na etapa 1 é a existência de contaminações não-Gaussianas nos mapas reais não incluídas nas simulações.

A Figura 6.5 também compara os vetores de Perímetro calculados após a aplicação de uma ferramenta de suavização aos mesmo mapas, usando $\text{FWHM} = 10$ minutos de arco (parte inferior). Estes gráficos mostram como a suavização diminui a amplitude dos vetores. Apesar da presença de contaminação residual Galáctica parecer resultar em mapas simulados e reais muito mais consistentes, ainda podem ocorrer discrepâncias que não são percebidas visualmente. Por este motivo, para evitar este tipo de problema optou-se pelo uso da suavização dos mapas, já que resultados apresentados na etapa 1 mostram grandes vantagens na aplicação desta ferramenta.

Como as causas destas discrepâncias podem estar relacionadas à escala dos mapas e ao formato do feixe do instrumento optou-se por realizar uma suavização de ambos os mapas, sintéticos e do Planck, utilizando um feixe Gaussiano de $\text{FWHM} = 10$ minutos de arco. Este valor foi escolhido de forma que fosse maior que o feixe do instrumento e pudesse minimizar seu efeito, além de ser grande o suficiente para ajudar a minimizar também quaisquer outras possíveis discrepâncias, mas sem interferir na busca pelo sinal não-Gaussiano primordial. É importante mencionar ainda que este procedimento pode até mesmo ajudar a minimizar o efeito da contaminação por fontes extragalácticas, como o efeito SZ e lenteamento gravitacional, que contribuem para o sinal em pequenas escalas angulares.

Como verificado com os testes apresentados a seguir, a suavização com um feixe maior que o utilizado na etapa 1 não influenciou a eficiência do estimador quando aplicado aos conjuntos de teste. As subseções seguintes apresentam os resultados obtidos com estes testes e com a aplicação do estimador aos mapas de RCF do Planck. A última seção resume ainda as principais conclusões obtidas com a execução

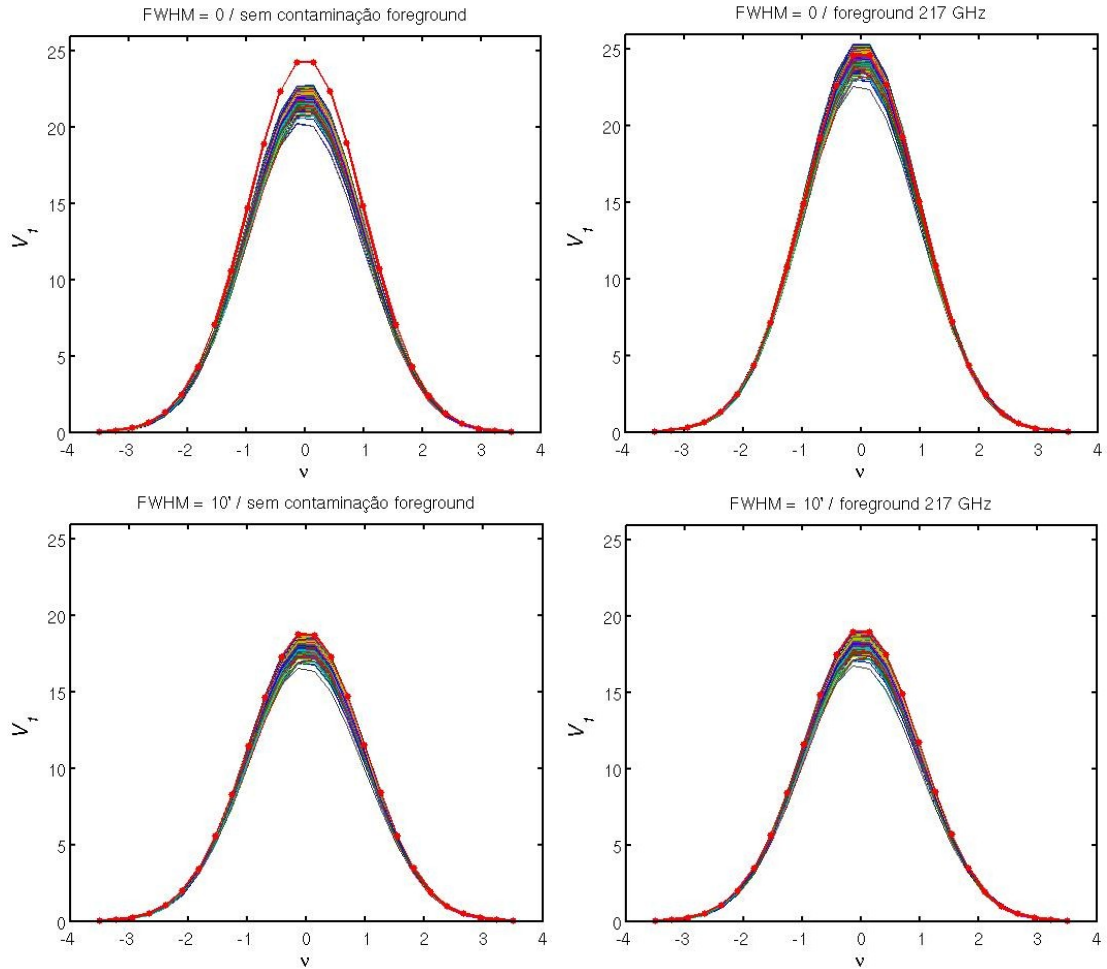


Figura 6.5 - Acima: Vetores de Perímetro calculados a partir de mapas sintéticos da RCF contaminados por ruído-SMICA (esquerda da Figura 6.3), à esquerda, e por emissão Galáctica residual, além da presença do ruído tipo-SMICA, à direita. O vetor calculado a partir do mapa SMICA do Planck é superposto em ambos os gráficos. Abaixo: Análogo aos gráficos de acima, mas os mapas são suavizados com um feixe de FWHM= 10 minutos de arco antes do cálculo dos vetores de Perímetro. A contaminação *foreground* considerada nestes mapas correspondem a emissões residuais na frequência de 70GHz e peso de 0.1%. A máscara utilizada em todos os mapas foi a U73.

da etapa 2.

6.3.2 Testes em dados sintéticos: efeito de resíduos Galácticos

Utilizando conjuntos de treinamento compostos por vetores de Perímetro calculados a partir de mapas sintéticos contaminados pelas misturas da Tabela 6.3 foi realizado um total de 15 testes (um para cada conjunto de dados, ou mistura, disponível). Os resultados de testes que utilizam mapas contaminados por ruído tipo-SMICA estão re-

sumidos na Tabela 6.4, enquanto a Tabela 6.5 apresenta os resultados das análises realizadas sobre mapas contaminados por ruído tipo-SEVEM, NILC e Commander-Ruler.

Tabela 6.4 - Resultados de testes realizados utilizando mapas contaminados por ruído tipo-SMICA.

Teste #	Peso	Freq. (GHz)	Classe 1	$\langle \hat{f}_{\text{NL}} \rangle$ Classe 2	Classe 3	$\langle \sigma(\text{classes}) \rangle$	Max($ \Delta f_{\text{NL}} $)
1	10 %	70	2.0	38.0	68.4	7.1	29.4
2		100	1.2	37.8	69.0	7.1	39.1
3		143	1.8	38.1	68.3	7.2	32.7
4		217	1.5	38.0	68.0	7.0	33.3
5	1 %	70	2.0	38.0	67.9	6.9	25.4
6		100	1.5	37.9	66.1	7.5	35.1
7		143	1.0	37.5	67.8	6.8	38.1
8		217	1.2	37.6	68.5	7.0	26.4
9	0.1 %	70	2.0	38.0	68.8	7.1	30.0
10		100	1.8	37.7	68.2	7.4	34.8
11		143	1.9	37.5	67.9	7.4	36.7
12		217	2.1	38.5	68.4	7.0	29.7

Tabela 6.5 - Resultados de testes realizados utilizando mapas contaminados por ruído tipo-NILC, tipo-SEVEM, e tipo-Commander – Ruler.

Teste #	Tipo de ruído	Freq. (GHz)	Classe 1	$\langle \hat{f}_{\text{NL}} \rangle$ Classe 2	Classe 3	$\langle \sigma(\text{classes}) \rangle$	Max ($ \Delta f_{\text{NL}} $)
13	NILC	217	1.2	37.5	68.3	6.4	26.0
14	SEVEM	217	2.4	37.9	67.9	8.9	44.5
15	Commander – Ruler	70	6.6	36.9	61.5	22.0	83.7

As segunda e terceira colunas da Tabela 6.4 e a terceira da Tabela 6.5 apresentam as características da emissão Galáctica residual presente nos mapas utilizados em cada um dos Testes de #1 a 15. As três colunas seguintes mostram a média dos valores \hat{f}_{NL} para cada uma das classes 1, 2 e 3, lembrando que os resultados apresentados na etapa 2 são obtidos a partir da Abordagem-2 (Seção 5.3), ou seja, o estimador definido pela Equação 5.24 é utilizado para estimar o valor de f_{NL} para cada um dos mapas que compõem o conjunto de teste. A oitava coluna corresponde à média dos valores de desvio padrão das quantidades \hat{f}_{NL} para as três classes, ou seja, $\langle \sigma(\text{classes}) \rangle = \langle \sigma(\hat{f}_{\text{NL}}(\text{classe 1})), \sigma(\hat{f}_{\text{NL}}(\text{classe 2})), \sigma(\hat{f}_{\text{NL}}(\text{classe 3})) \rangle$. Por fim, a última coluna de ambas as tabelas apresentam o máximo valor absoluto calculado para a quantidade definida como: $\Delta f_{\text{NL}} \equiv f_{\text{NL}} - \hat{f}_{\text{NL}}$, ou seja, esta coluna fornece o erro máximo da RN ao estimar o grau de NG dos mapas que compõem o conjunto

de treinamento (incluindo as três classes de mapas). Tais valores fornecem uma ideia preliminar da precisão com que \hat{f}_{NL} foi calculado para estes mapas. Para os Testes #1-12, realizados utilizando mapas contaminados por ruído tipo-SMICA, obteve-se $\Delta f_{\text{NL}} \lesssim 39$. Como ilustração do comportamento do estimador foi construído o histograma dos valores de Δf_{NL} para o Teste #4⁶ e apresentado na Figura 6.6. Analisando esta distribuição é possível verificar que 95% dos valores \hat{f}_{NL} diferem dos valores esperados f_{NL} por $\Delta f_{\text{NL}}(95\%) \lesssim 11$.

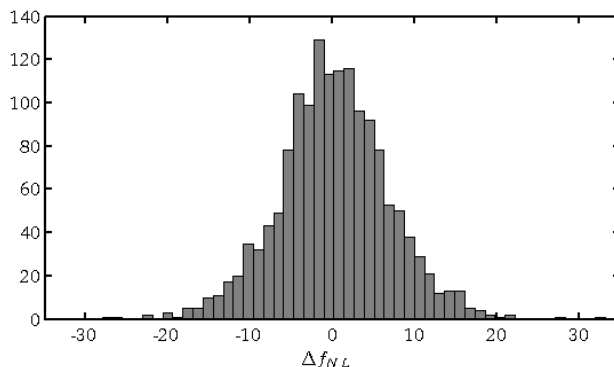


Figura 6.6 - Histogramas de Δf_{NL} resultantes do Teste #4.

Também é importante atentar para o fato de que o conjunto de valores f_{NL} usado para definir o grau de NG primordial presente em cada grupo de mapas simulados é composto por três intervalos, ou seja, três classes, cuja distribuição de valores de cada um deles é normal, com média dada pelo valor central do intervalo e desvio padrão $\mathcal{O}(2)$. Já o desvio padrão calculado a partir dos valores estimados, \hat{f}_{NL} , para cada classes, é $\mathcal{O}(7)$, como mostrado nas Tabelas 6.4 e 6.5. Tais valores correspondem a mais uma forma de quantificar a precisão do estimador.

Considerando ainda a Abordagem-1, utilizada para quantificar a eficiência do estimador na etapa 1 do trabalho, é possível avaliar os resultados obtidos dos Testes #1-15. Usando o *Modo-2* para contagem de acertos da RN ao classificar cada mapa (vetor de Perímetro) do conjunto de teste o resultado foi de $\gtrsim 96\%$ para 14 dos 15 testes realizados. Todos estes resultados - a porcentagem de acerto, $\langle\sigma(\text{classes})\rangle$ e Δf_{NL} - confirmam que a presença de uma mistura de contaminantes não-Gaussianos nos mapas de RCF não influenciam a eficiência do estimador quando os dados analisados, ou seja, os dados de teste, contêm os mesmos componentes, com amplitudes

⁶A motivação para o uso da RN derivada do Teste #4 como exemplo em diversos caso é discutida na Seção 6.3.3

similares, presentes nos dados de treinamento.

Como mencionado acima, resultados obtidos com o teste #15 diferenciam-se do restante. Este teste, realizado utilizando dados simulados cujo mapa de referência é o `Commander-Ruler`, apresenta um elevado valor para $\langle\sigma(\text{classes})\rangle$ e $\text{Max}(|\Delta f_{\text{NL}}|)$ em comparação com os outros testes, realizados usando mapas sintéticos similares aos mapas `SMICA`, `NILC` e `SEVEM`, como mostrado na Tabela 6.5. No entanto, este comportamento pode ser explicado pelo fato de que a amplitude do ruído tipo `Commander-Ruler` é elevada em relação à dos outros três tipos. Vale também lembrar que [Planck Collaboration \(2014c\)](#) mencionam que o mapa `Commander-Ruler` é o mais diferente dentre os quatro mapas de RCF, enquanto `SMICA` e `NILC` são os mais similares. Mas isso já era esperado, já que o processo de derivação do mapa `Commander-Ruler` não utiliza os mapas nas frequências de 545 e 857 GHz, dominados por poeira, utilizados na obtenção dos outros três. Este fato, além de ajudar a explicar a discrepância dos resultados do Teste #15, também permite entender porque os valores de $\langle\sigma(\text{classes})\rangle$ e $\text{Max}(|\Delta f_{\text{NL}}|)$ são ligeiramente elevados para o Teste #14 em relação aos anteriores, caso em que o mapa de referência é o `SEVEM`. Como tentativa de melhorar o resultado obtido para o Teste #15, foram realizados testes adicionais aumentando gradativamente o tamanho do conjunto de treinamento. Verificou-se que ao utilizar um conjunto composto por $m/3 = 8000$ vetores de Perímetro o problema era totalmente resolvido, ou seja, o aumento do conjunto de mapas sintéticos utilizados na construção do estimador (Equação 5.24) fez com que sua eficiência fosse restabelecida.

Toda discussão apresentada nesta subseção enfatiza o bom desempenho do estimador, além de ser suporte para o uso da Abordagem-2, em que os vetores de saída y das RNs são utilizados diretamente na Equação definida em 5.24 para o cálculo direto do grau de NG dos mapas analisados. Tais conclusões são reforçadas pelos gráficos apresentados nas Figuras 6.7 e 6.8, construídas a partir dos resultados obtidos com o Teste #4, comparando os valores \hat{f}_{NL} , estimados, àqueles esperados (*input*). A Figura 6.7 permite comparar diretamente os valores estimados e esperados, além de também exibir a informação na forma binada (intervalos de \hat{f}_{NL} e f_{NL}). A comparação da “linha de igualdade” (vide figura) e os símbolos em preto, correspondentes à binagem, reforça o acordo entre \hat{f}_{NL} e f_{NL} . Por fim, os histogramas destas duas quantidades, apresentados na Figura 6.8, mostram quanto a dispersão dos valores estimados aumenta com relação aos valores esperados, diferença esta que se mostrou relativamente pequena.

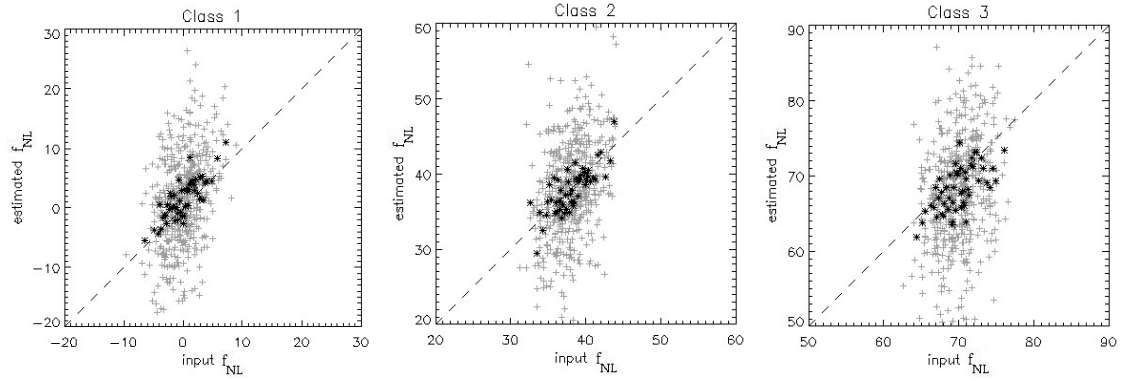


Figura 6.7 - Gráficos dos valores de estimados (\hat{f}_{NL}) e esperados de f_{NL} para cada classe (símbolos em cinza). Símbolos em preto correspondem a intervalos binados. A reta diagonal tracejada é a linha da igualdade, ou seja, onde $\hat{f}_{NL} = f_{NL}$.

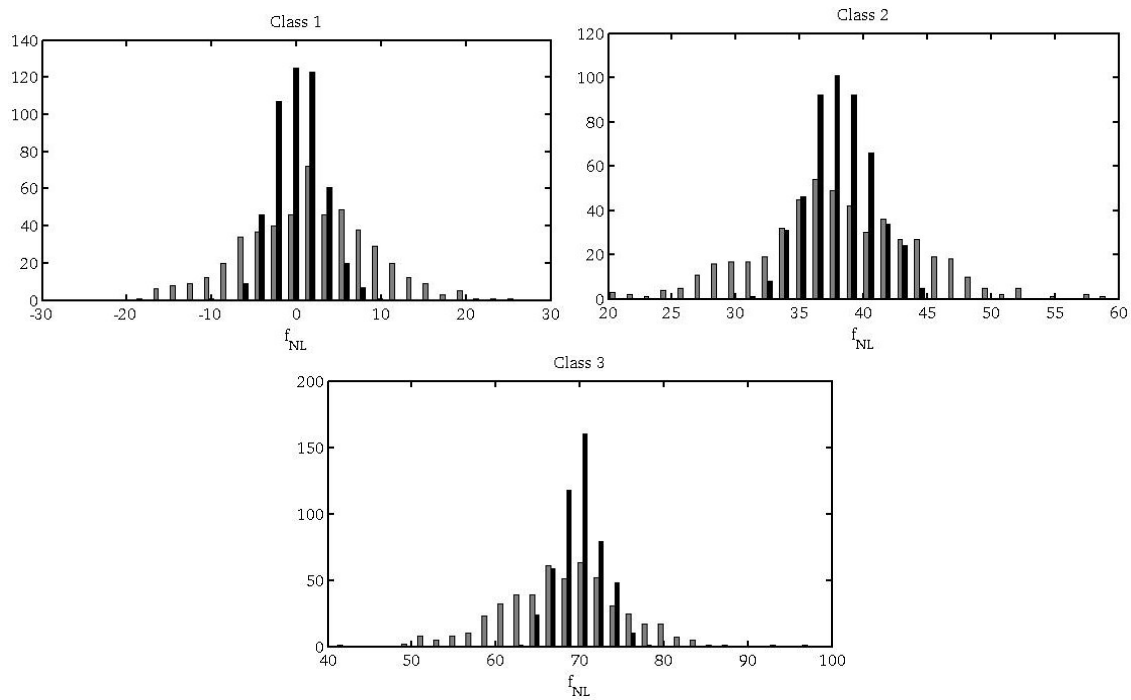


Figura 6.8 - Histogramas dos valores de \hat{f}_{NL} (barras cinzas) e f_{NL} (*input*; barras pretas) para cada classe.

6.3.3 Aplicação de RNs treinadas aos mapas de RCF do Planck

Todos os testes realizados aplicando o estimador a conjuntos de dados diferentes do conjunto de treinamento utilizaram a RN derivada do Teste #4. A escolha desta RN como exemplo deve-se ao fato de que esta é também escolhida para a análise do mapa SMICA do Planck. Ela foi tomada como sendo a mais apropriada para tal análise principalmente devido ao tipo de contaminação por emissão Galáctica

residual esperada para o mapa **SMICA**: emissão de poeira *under-subtracted*. Como a emissão de poeira térmica possui um espectro crescente com a frequência, dentre as quatro bandas de frequência consideradas aqui ela é mais significativa em 217 GHz. Por isso a opção por uma RN treinada usando mapas sintéticos contaminados por sinal *foreground* nesta frequência. Além disso, [Planck Collaboration \(2014c\)](#) também comentam que o sinal residual esperado em regiões fora do plano Galáctico possui amplitude abaixo de poucos μK , o que é verificado para um resíduo de emissão Galáctica correspondente ao peso de 10%. Isso também permite testar o estimador no pior cenário, ou seja, quando a contaminação dos mapas sintéticos é mais elevada.

Como mencionado diversas vezes e verificado a partir dos resultados obtidos na etapa 1, é de extrema importância que a aplicação do estimador aos mapas de RCF do Planck utilize RNs treinadas da forma mais apropriada possível, ou seja, treinadas utilizando vetores de Perímetro derivados de mapas sintéticos compatíveis com os mapas reais. Este é o motivo pelo qual as RNs derivadas dos Testes #4, 13, 14 e 15 foram as escolhidas para a análise dos mapas **SMICA**, **NILC**, **SEVEM** e **Commander-Ruler** do Planck, respectivamente.

A Tabela 6.6 resume os resultados obtidos da aplicação das RNs apropriadas aos mapas de RCF do Planck, lembrando que os vetores de saída são utilizados para o cálculo de \hat{f}_{NL} como definido na Equação 5.24. As barras de erro correspondentes a 2σ associadas a cada estimativa também são mostradas nesta tabela. Estes resultados permitem confirmar algumas afirmações feitas por [Planck Collaboration \(2014c\)](#), como: a baixa contaminação do mapa **SMICA** por resíduos de emissão *foreground* Galáctica em grandes escalas com relação aos outros quatro, a sua similaridade com o mapa **NILC** e o fato de o mapa **Commander-Ruler** ser o mais diferente e mais contaminado por ruído em pequenas escalas dentre eles (vide também Seção 6.1).

Tabela 6.6 - Resultados da aplicação de RNs treinadas aos quatro mapas de RCF do Planck. As barras de erro correspondem a um CL de 2σ calculados a partir dos dados simulados (veja Tabelas 6.4 e 6.5).

Teste #	Mapa do Planck	\hat{f}_{NL}
4	SMICA	44 ± 14
13	NILC	59 ± 13
14	SEVEM	76 ± 18
15	Commander – Ruler	77 ± 44

6.3.4 Principais conclusões

A Tabela 6.7 resume os principais testes apresentados nas Etapas 1 e 2 discutidas neste capítulo. Em especial os resultados dos Testes #1-14, resumidos nas Tabelas 6.4 e 6.5, confirmam a excelente performance do estimador mesmo utilizando mapas da RCF contaminados por diferentes misturas de sinais não-Gaussianos secundários. A análise estatística dos valores \hat{f}_{NL} para cada um dos testes aponta a elevada acurácia do método, apresentando desvio padrão de $\langle\sigma(\text{classes})\rangle \simeq 6,8-8,9$, relativamente pequeno em comparação à mesma quantidade calculada a partir da distribuição dos valores f_{NL} utilizados na simulação dos mapas (os valores esperados). O Apêndice contém uma série de testes usando a RN derivada do teste #4. Ela é aplicada a conjuntos de mapas diferentes daqueles usados no treinamento, gerando $\sigma(\hat{f}_{\text{NL}}) \sim 7$, muito semelhante aos casos obtidos com os mapas usados no treinamento. A Tabela A.1 contém um resumo dos resultados.

Além disso, avaliando os resultados apresentados na Tabela 6.6 para a aplicação das correspondentes RNs (derivadas dos Testes #4, 13, 14 e 15) aos mapas de RCF do Planck, é possível dizer que estes estão em bom acordo com os últimos resultados das análises de dados do Planck (PLANCK COLLABORATION, 2014j) e do WMAP (BENNETT et al., 2013). Vale ainda chamar a atenção para o fato de que as barras de erro obtidas com as análises dos mapas SMICA, NILC e SEVEM apresentam amplitudes inferiores àquelas obtidas pelas colaborações Planck e WMAP, como mostram as Equações 3.32 e 3.34, e por Casaponsa et al. (2011), que também utilizam RNs e obtêm $f_{\text{NL}} = 19 \pm 22$ como melhor estimativa para NG do tipo local. Especificamente no caso do mapa SMICA, derivado do método que apresentou o melhor desempenho quando aplicado às simulações FFP6 e, por isso, o mais analisado pela colaboração Planck (PLANCK COLLABORATION, 2014c), conclui-se que $\hat{f}_{\text{NL}} = 44 \pm 7$ (para um CL de 1σ). As diferenças entre os valores de \hat{f}_{NL} para os quatro mapas de RCF podem ser explicadas pelas diferenças entre as contaminações residuais esperadas para cada um deles, confirmando que o mapa Commander-Ruler é o mais contaminado dos quatro mapas do Planck, enquanto o mapa SMICA parece ser o mais limpo. Os testes e comparações feitos acima sugerem que os mapas do Planck poderiam apresentar uma contaminação residual maior que aquela considerada nas simulações, ou mesmo outros tipos de sinais não-primordiais. Ainda assim, todos estes testes e resultados, combinados àqueles discutidos na etapa 1, permitem expor um novo estimador de NG do campo de anisotropias da RCF, apontando seus pontos falhos e uma forma de minimizá-los e, principalmente, mostrando o quão eficiente e promissor ele é.

Tabela 6.7 - Resumo dos principais testes realizados nas etapas 1 e 2.

Etapa	Dados de treinamento e teste	Objetivo
1	Mapas de RCF ideais	Verificar a sensibilidade de cada FM.
	Mapas de RCF ideais	Compreender como o tamanho do conjunto de treinamento influencia a atuação do estimador.
	Inclusão de ruído inhomogêneo e uso de máscaras	Verificar a influência de diversos tipos de ruído e do uso de diferentes máscaras.
	Mapas Gaussianos contaminados por ruído e não-Gaussianos ideais	Checar a eficiência do estimador em discriminar entre sinais não-Gaussianos primários e secundários.
2	Inclusão de emissão Galáctica residual, além do ruído inhomogêneo e uso da máscara U73	Verificar o efeito da contaminação por resíduos foreground Galácticos ponderados por três diferentes pesos (Testes #1-15).
	Dados de teste simulados com f_{NL} e pesos diferentes dos usados na geração dos dados de treinamento (Apêndice)	Verificar a eficiência do estimador quando aplicado a dados com características distintas daqueles utilizados no treinamento da RN.

7 O EFEITO SUNYAEV ZEL'DOVICH

A assinatura espectral do efeito SZ vem sendo utilizada para a identificação independente de aglomerados a elevados *redshifts*, em que observações em outros comprimentos de onda, como ótico e raio X, tornam-se difíceis. A combinação com medidas em outros comprimentos de onda, especialmente em raio X, também faz do efeito SZ uma importante ferramenta cosmológica, podendo ser utilizada para estimar a fração de matéria bariônica em aglomerados (e assim estimar a densidade de matéria bariônica, Ω_b , indiretamente), determinar a distância de aglomerados e o valor da constante de Hubble H_0 (em combinação com medidas em raio X), determinar a velocidade peculiar de aglomerados (este, através do efeito cinemático) e explorar o crescimento de estruturas (e a densidade de energia do universo) através da contagem numérica de aglomerados. Além disso, existe também a possibilidade de estudar a natureza da matéria escura em aglomerados (CARLSTROM et al., 2002).

As seções seguintes descrevem as propriedades do efeito SZ térmico, cinemático e do efeito não-térmico, as principais abordagens utilizadas na modelagem deste efeito em aglomerados de galáxias, e algumas formas com que este efeito é usado como ferramenta cosmológica. Por fim, também são apresentados alguns resultados recentes obtidos com a análise de medidas do efeito SZ obtidas com três dos principais instrumentos utilizados para observação deste sinal.

7.1 A física do efeito SZ

O meio intraglomerado é preenchido por um plasma quase totalmente ionizado devido às altas temperaturas, resultante do elevado potencial gravitacional de matéria escura. Desde a superfície de último espalhamento até chegarem ao observador, os fótons da RCF atravessam o interior de aglomerados de galáxias e cerca de 1% deles sofrem espalhamento Compton inverso por elétrons energéticos presentes neste plasma. A consequência deste espalhamento é a transferência de energia destes elétrons, em movimento e com elevada energia cinética, para os fótons da RCF. A distorção no espectro da RCF em decorrência deste processo é chamada efeito Sunyaev Zel'dovich (SUNYAEV; ZELDOVICH, 1969; ZELDOVICH; SUNYAEV, 1969). Esta distorção espectral é caracterizada, ou “quantificada”, de uma forma geral pelo parâmetro de comptonização y , dado por (RIBICKI; LIGHTMAN, 1979):

$$y(\theta) = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int P_e dl \Rightarrow y(\theta) = \int \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right) \sigma_T n_e dl, \quad (7.1)$$

em que $P_e = n_e k_B T_e$ é a pressão de elétrons do meio intraglomerado, T_e a temperatura do gás de elétrons, k_B a constante de Boltzmann, σ_T a seção de choque de Thomson, n_e a densidade eletrônica e dl o elemento de linha ao longo da linha de visada. Esta equação mostra que este efeito é independente do *redshift* (z), o que faz do efeito SZ uma poderosa ferramenta para o estudo das propriedades do Universo em diferentes *redshifts*.

7.1.1 Efeito SZ térmico

A distorção no sinal da RCF devido ao componente térmico do efeito SZ, ou seja, a variação ΔI_{SZt} em sua intensidade específica, é dada pela seguinte expressão (CARLSTROM et al., 2002)

$$\frac{\Delta I_{SZ}}{I_{RCF}} \sim g(x) y, \quad (7.2)$$

sendo $I_{RCF} = 2(k_B T_{RCF})^3 / (hc)^2$, y o parâmetro de comptonização (Equação 7.1), e $g(x)$ a dependência com a frequência, dada por (CARLSTROM et al., 2002; BURIGANA, 2007)

$$g(x) = h(x) \left(x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right) (1 + \delta_{SZ}(x, T_e)), \quad (7.3)$$

tal que

$$h(x) = \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2}, \quad (7.4)$$

sendo $\delta_{SZ}(x, T_e)$ a correção relativística e $x = h\nu / k_B T_{RCF}$.

O espalhamento Compton inverso dos fótons da RCF causa uma variação de cerca de $k_B T_e / m_e c^2$ na energia dos fótons da RCF, o que corresponde a uma distorção $\lesssim 1mK$ em seu espectro (CARLSTROM et al., 2002). Este efeito aparece como sendo um decremento em intensidade para frequências abaixo de 218 GHz e um incremento para frequências acima desta, como mostrado em ambos os gráficos da Figura 7.1.

7.1.2 Efeito SZ cinemático

O efeito SZ cinemático decorre do movimento do aglomerado (do gás intraglomerado) em relação ao referencial de repouso da RCF. O efeito “*Doppler*” da velocidade deste aglomerado sobre os fótons espalhados causam um distorção puramente térmica no espectro da RCF. No limite não-relativístico a distorção resultante é escrita como

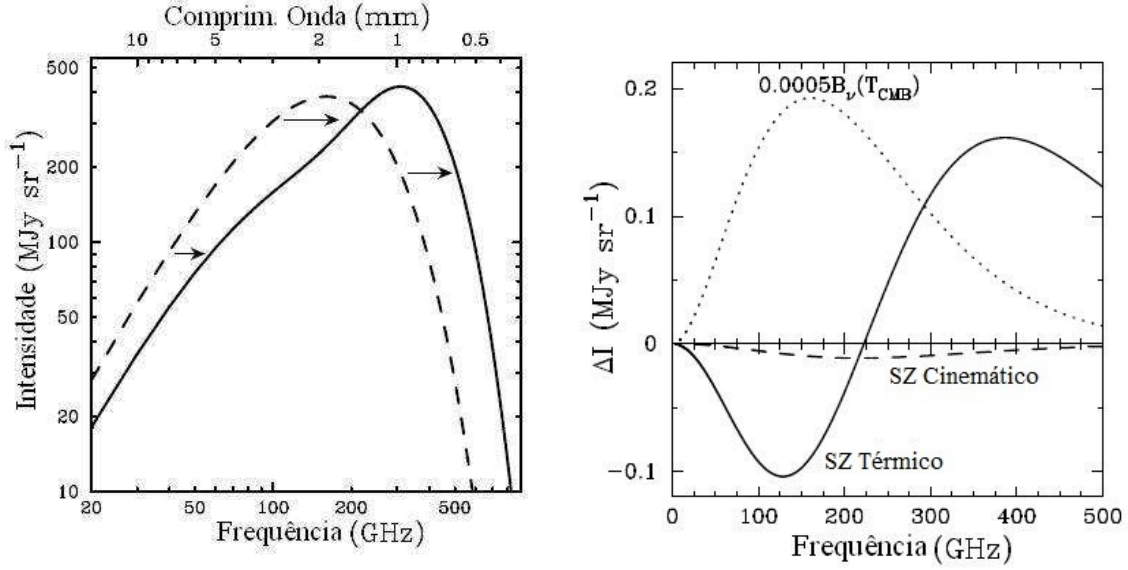


Figura 7.1 - Esquerda: Espectro da RCF real (linha pontilhada) e distorcido pelo efeito SZ (linha cheia). Direita: Intensidade da distorção devido aos efeitos térmico e cinemático, tendo como referência um aglomerado com temperatura de elétrons ~ 10 keV, $y \sim 10^{-4}$ e velocidade peculiar de 500 km/s. A linha pontilhada mostra o espectro da RCF escalonado por um fator de 0,0005. Ambos os gráficos mostram o decremento e incremento de intensidade induzido às flutuações da RCF para frequências menores e maiores que ~ 218 GHz, respectivamente, em decorrência do componente térmico.

Fonte: Adaptada de Carlstrom et al. (2002).

$$\frac{\Delta I_{SZk}}{I_{RCF}} \sim -h(x) \tau_e \beta, \quad (7.5)$$

sendo $\beta = \frac{v_{LDV}}{c}$, em que v_{LDV} é a velocidade do aglomerado na direção da linha de visada, e c a velocidade da luz, com a profundidade óptica do meio dada por $\tau_e = \int \sigma_T n_e dl$.

Uma comparação entre as distorções causadas pelos efeitos térmico (linha cheia) e cinemático (linha tracejada) é apresentada à direita da Figura 7.1. É possível perceber desta figura que a distorção espectral devido ao efeito SZ térmico é bastante distinta das flutuações de temperatura da radiação de fundo, enquanto que a distorção correspondente ao efeito SZ cinemático é pequena e com máximo onde o componente térmico é nulo (~ 217 GHz). No regime não relativístico, devido aos espectros similares, esta distorção é indistinguível das flutuações de temperatura da RCF. Uma discussão detalhada a respeito da física do efeito SZ, suas aplicações e uma lista com os primeiros experimentos a medir o efeito SZ pode ser encontrada

em artigos de revisão como Birkinshaw (1999), Carlstrom et al. (2002).

7.1.3 Efeito SZ não-térmico

Além do gás quente do meio intraglomerado existe também uma população de elétrons relativísticos produzindo emissão em rádio via radiação síncrotron (vide Seção 4.1). Este fato é confirmado com as detecções de efeito SZ em aglomerados onde existe evidências de fontes de radio (elétrons relativísticos) (COLAFRANCESCO et al., 2003). Esta distribuição de elétrons não-térmicos também é responsável pelo espalhamento Compton inverso dos fótons da RCF. Sendo assim, espera-se que, caso esta população de elétrons relativísticos seja suficientemente densa, ela também produza efeito SZ. Este terceiro componente é o chamado efeito SZ não-térmico (BIRKINSHAW, 1999).

O parâmetro de comptonização do efeito SZ não-térmico é dado, de forma geral, por (COLAFRANCESCO et al., 2003)

$$y_{nt} = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int P_{rel} dl, \quad (7.6)$$

que é análogo à Equação 7.1, a menos da pressão, que corresponde à distribuição de elétrons relativísticos, dependendo do momento mínimo, p_1 , dos mesmos. Colafrancesco et al. (2003) também mostraram que os espectros dos componentes térmico e não-térmico são distintos, em especial a posição de nulo para os dois efeitos, já que para o efeito não-térmico ela é deslocada para frequências mais altas, como pode ser visto no lado esquerdo da Figura 7.2. Já o gráfico do lado direito mostra apenas a componente não-térmica para diferente valores de τ_{nt} , a profundidade ótica relativa à distribuição não-térmica de elétrons. Também é possível verificar da mesma figura como este componente é subdominante em relação ao térmico, explicado pela baixa densidade de elétrons relativísticos em relação aos não-relativísticos, sendo que τ_{nt} é pelo menos 50 vezes menor que o correspondente térmico τ_t (BIRKINSHAW, 1999; COLAFRANCESCO et al., 2003; DE BERNARDIS et al., 2012).

7.2 Modelagem de aglomerados

Em termos de temperatura, a distorção no espectro da RCF em decorrência do efeito SZ térmico pode ser expressa como (CARLSTROM et al., 2002)

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{T_{RCF}} = f(x)y, \quad (7.7)$$

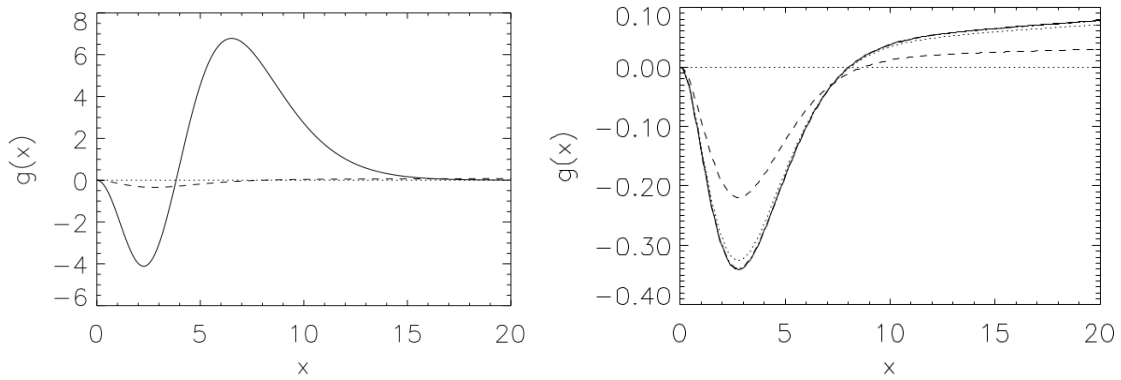


Figura 7.2 - Esquerda: Gráfico da função espectral $g(x)$ para uma população térmica (linha cheia) e não-térmica (linha tracejada) de elétrons para uma aproximação em primeira ordem em τ_{nt} . A linha pontilhada corresponde ao valor de referência, zero. Direita: Análogo ao gráfico da esquerda mas apenas para a população não-térmica de elétrons, para uma aproximação em primeira ordem em τ_{nt} (linha cheia) e para os valores exatos de $\tau_{nt} = 1$ (linha tracejada), 0,1 (linha pontilhada) e 0,001 (linha intercalando pontos e traços).

FONTE: Colafrancesco et al. (2003).

em que a dependência com a frequência é escrita na forma

$$f(x) = \left(x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right) (1 + \delta_{SZ}(x, T_e)). \quad (7.8)$$

As Equações 7.2 e 7.7, em termos de intensidade específica e temperatura, relacionam-se através da derivada da expressão de corpo negro com respeito à temperatura, $|dB_\nu/dT|$. A seguir são apresentadas duas formas de modelagem do efeito SZ térmico observado em aglomerados de galáxias em termos do incremento e decremento de temperatura.

7.2.1 Modelo β -isotérmico

Uma forma amplamente utilizada para o ajuste do perfil de temperatura de aglomerados é o modelo β -isotérmico (CAVALIERE; FUSCO-FEMIANO, 1976; CAVALIERE; FUSCO-FEMIANO, 1978). Este modelo considera a temperatura do gás constante e densidade numérica de elétron $n_e(r)$ descrita por uma distribuição esférica da forma (BIRKINSHAW, 1999; PLAGGE et al., 2010)

$$n_e(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2}, \quad (7.9)$$

em que n_0 é a densidade eletrônica central, r_c o raio do caroço, e o parâmetro β é a razão entre as energias específicas nas galáxias e no gás quente (MULCHAEY, 2000):

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma^2}{k_B T_e}, \quad (7.10)$$

sendo μ o peso molecular médio, m_p a massa do próton, σ a velocidade de dispersão das galáxias paralelo à linha de visada e T_e a temperatura do gás intraglomerado (quantidades relativas ao centro do aglomerado). Para um aglomerado isotérmico com temperatura T_e , o perfil SZ resultante, em termos da distância angular θ ao centro, é

$$\Delta T_{SZ}(\theta) = \Delta T_{SZ}(0) \left[1 + \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2+1/2}, \quad (7.11)$$

sendo $\theta_c \equiv r_c/D_A$ o raio angular do caroço e D_A a distância de diâmetro angular do aglomerado. $\Delta T_{SZ}(0)$ é o decremento SZ central, e é dado por (REFREGIER et al., 2000)

$$\Delta T_{SZ}(0) \simeq -38.8 \mu K \left(\frac{n_0}{10^{-3} \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{kT_e}{1 \text{keV}} \right) \times \left(\frac{r_c}{1 \text{Mpc}} \right) \left[\frac{f(x)}{-2} \right] \frac{\Gamma(3\beta/2 - 1/2)}{\Gamma(3\beta/2)}, \quad (7.12)$$

em que $f(x)$ é a função espectral definida na Equação 7.8, e Γ é a função gama.

Como o modelo β -isotérmico simples apresenta inconsistências ao modelar diversos objetos, especialmente no caroço do aglomerado, como no caso de aglomerados mais relaxados, alguns autores elaboraram versões mais robustas deste modelo (MULCHAEY, 2000; LAROQUE et al., 2006). Um exemplo é o proposto por LaRoque et al. (2006), que considera o perfil de temperatura do gás, elaborando um modelo β -isotérmico duplo, em que um segundo modelo é usado para descrever apenas a região do caroço.

7.2.2 Perfil de pressão universal

Outra abordagem é proposta por Arnaud et al. (2010) utilizando um perfil de pressão universal obtido a partir de uma amostra de 33 aglomerados próximos ($z < 0,2$) do REXCESS (*Representative XMM-Newton Cluster Structure Survey*, excelentes observações em raio X de uma amostra de aglomerados e contrapartida em múltiplos comprimentos de onda). Esta é uma derivação do perfil de pressão utilizando dados em raio X e do efeito SZ, e não toma como base o modelo β -isotérmico, evitando suas imprecisões.

Neste contexto, usando 7.7 e considerando a variação do parâmetro de comptonização y (Equação 7.1) como função da coordenada radial da projeção do aglomerado no céu a Equação 7.7 pode ser reescrita como (KOMATSU et al., 2011)

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{T_{RCF}}(\theta) = f(x) \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int_{-l_{out}}^{l_{in}} P_e \left(\sqrt{l^2 + \theta^2 D_a^2} \right) dl, \quad (7.13)$$

em que θ é a distância angular ao centro do aglomerado, D_a a distância de diâmetro angular e l a coordenada radial a partir do centro do aglomerado. Para um dado perfil de pressão de elétrons $P_e(r)$, a variação de temperatura decorrente do efeito SZ, ΔT_{SZ} , pode ser escrita como em Komatsu et al. (2011),

$$\Delta T_{SZ}(\theta) = f(x) T_{RCF} \frac{\sigma_T}{m_e c^2} P_e^{2d}(\theta), \quad (7.14)$$

sendo $P_e^{2d}(\theta)$ o perfil de pressão dos elétrons projetado no céu e dado por:

$$P_e^{2d}(\theta) = \int_{\sqrt{r_{out}^2 - \theta^2 D_a^2}}^{-\sqrt{r_{out}^2 - \theta^2 D_a^2}} P_e \left(\sqrt{l^2 + \theta^2 D_a^2} \right) dl, \quad (7.15)$$

em que o perfil de pressão é truncado em r_{out} . Arnaud et al. (2010) definiram um perfil de pressão de elétrons P_e , baseado no modelo generalizado de Navarro-Frenk-White (NFW, Navarro et al. (1997)) descrito por Nagai et al. (2007). Este perfil se ajusta muito bem ao perfil de pressão de elétrons obtido a partir de dados de raio X, e é dado por

$$P_e(r) = P_{500} \left[\frac{M_{500}}{3 \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}} \right]^{2/3 + \alpha_p} p(x) \quad (7.16)$$

sendo $h_{70} = H_0 / (70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$, $\alpha_p = 0,12$, $x = r / R_{500}$, em que R_{500} é o raio dentro do qual a densidade média é 500 vezes a densidade crítica do universo no *redshift* z , e M_{500} é a massa dentro do raio R_{500} (VOIT, 2005), sendo

$$M_{500} = \frac{4\pi}{3} [500 \rho_c(z)] R_{500}^3. \quad (7.17)$$

$p(x)$ corresponde ao modelo generalizado de NFW, escrito como

$$p(x) = \frac{P_0}{(c_{500} x)^\gamma [1 + (c_{500} x)^\alpha]^{(\beta - \gamma)/\alpha}}, \quad (7.18)$$

sendo o melhor ajuste encontrado por Arnaud et al. (2010) dado por

$$[P_0; c_{500}; \gamma; \alpha; \beta] = [8, 403 h_{70}^{-3/2}; 1, 177; 0, 3081; 1, 0510; 5, 4905]. \quad (7.19)$$

Por fim, P_{500} , a pressão característica, é definida como:

$$P_{500} = n_{e,500} k_B T_{500} = \frac{3}{8\pi} \left[\frac{500 G^{-1/4} H(z)^2}{2} \right]^{4/3} \frac{\mu}{\mu_e} f_B M_{500}^{2/3}. \quad (7.20)$$

sendo G a constante de gravitação. A definição acima foi obtida sabendo que: $n_e = \rho_{g,500}/(\mu_e m_p)$, $\rho_{g,500} = 500 f_B \rho_c(z)$, $\rho_c(z) = 3H(z)^2/(8\pi G)$, com a constante de Hubble dada por $H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$, e a temperatura característica é dada por $k_B T_{500} = \mu m_p G M_{500}/2R_{500}$, em que μ é o peso molecular médio.

Utilizando os parâmetros $f_B = 0,175$, $\mu = 0,59$ e $\mu_e = 1,14$ (valores adotados por Nagai et al. (2007), Arnaud et al. (2010)), a Equação 7.20 fica

$$P_{500} = 1,65 \times 10^{-3} E(z)^{8/3} \left[\frac{M_{500}}{3 \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_\odot} \right]^{2/3} h_{70}^2 \text{ keV cm}^{-3}. \quad (7.21)$$

sendo $E(z) = H(z)/H_0 = [\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}$.

Usando as Equações 7.18, 7.19 e 7.21 em 7.16 chega-se à seguinte expressão para o perfil de pressão de elétrons

$$P_e(r) = 1,65 \times 10^{-3} E(z)^{8/3} \left[\frac{M_{500}}{3 \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_\odot} \right]^{2/3+\alpha_p} \times p(x) h_{70}^2 \text{ keV cm}^{-3}. \quad (7.22)$$

Esta abordagem, descrita em Arnaud et al. (2010), vem sendo amplamente utilizado pela colaboração Planck no estudo do sinal SZ presente nos dados observados (ver, por exemplo, Planck Collaboration (2011), Planck Collaboration et al. (2011), Planck Collaboration (2014h), Planck Collaboration (2014k)).

7.3 O Efeito SZ como ferramenta cosmológica

As propriedades globais do universo são descritas por um conjunto de parâmetros cosmológicos, por este motivo o principal objetivo da cosmologia tem sido a determinação precisa destes parâmetros, o que tem evoluído muito nos últimos anos com as medições precisas das flutuações de temperatura da RCF (HINSHAW et al., 2013; PLANCK COLLABORATION, 2014g). Quanto aos parâmetros relacionados à energia escura, a estimativa de sua densidade e equação de estado podem ser obtidas a partir da velocidade peculiar de aglomerados (BHATTACHARYA; KOSOWSKY, 2008), método este que tem recebido pouca atenção comparado a outros (densidade numérica de aglomerados, oscilações acústicas de bárions, medições de distancias utilizando supernovas, e lentes fracas). Como o efeito SZ cinemático pode ser utilizado

para estimar a velocidade peculiar de aglomerados, ele poderia, portanto, ajudar na estimativa de parâmetros de energia escura.

A principal forma de utilização do efeito SZ é a partir de sua combinação com medidas de outros tipos de *surveys*. Em adição ao efeito SZ, o gás quente intraglomerado também é caracterizado por sua forte emissão *bremstrahlung* em comprimentos de onda de raio X. Resultados de medições em raio X e do decremento (ou incremento) SZ podem ser combinados com análises do efeito de lentes gravitacionais fracas destes aglomerados. Apesar do lenteamento não ser sensível à distribuição de matéria ao longo da linha de visada a emissão em raio X é, e assim são obtidas informações a respeito da profundidade do aglomerado. A análise conjunta de dados de lentes fracas, raio X e efeito SZ em aglomerados podem fornecer estimativas da fração de matéria bariônica em aglomerados e da distribuição e estrutura dos aglomerados (BARTELMANN; SCHNEIDER, 2001).

Outra relevância cosmológica em se estudar o efeito SZ decorre do seu comportamento como contaminante do sinal primordial da RCF. Como discutido anteriormente, o efeito SZ deixa suas características no espectro da RCF, modificando a energia dos fótons espalhados pelos elétrons imersos no gás quente de aglomerados de galáxias. Como a distribuição espacial de aglomerados de galáxias que produzem o efeito SZ não é Gaussiana, o efeito SZ integrado introduz uma assinatura não-Gaussiana secundária no campo de flutuações de temperatura da RCF, que seriam, em princípio, aproximadamente Gaussianas. Sendo assim, antes de estimar o grau de NG primordial em mapas de RCF é também necessário estimar a contribuição decorrente deste efeito, separando contribuições de diferentes origens (primária e secundárias) (SALOPEK; BOND, 1990; BABICH; PIERPAOLI, 2008; YADAV et al., 2008; YADAV; WANDELT, 2010).

Abaixo são descritas algumas das formas mais conhecidas de uso do efeito SZ na Cosmologia (NOVAES, 2011), enquanto a seção seguinte apresenta alguns resultados recentes obtidos neste contexto. Uma revisão mais detalhada pode ser encontrada, por exemplo, em (BIRKINSHAW, 1999; CARLSTROM et al., 2002).

Estimativa do parâmetro de Hubble

A combinação de medidas do efeito SZ de aglomerados de galáxias e seu sinal em raio X permite estimar a distância de diâmetro angular D_A destes objetos. Considerando um modelo β -isotérmico de aglomerados, o brilho superficial da emissão em raio X

pode ser escrito como (BIRKINSHAW, 1999; REESE et al., 2002)

$$\begin{aligned} S_X(E) &= \frac{1}{4\pi(1+z)^4} D_A \int n_e n_H \Lambda(E, T_e) d\zeta \\ &= S_{X0} \left(1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2}\right)^{(1-6\beta)/2} \quad [\text{ergs s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}], \end{aligned} \quad (7.23)$$

em que z é o *redshift* do aglomerado, S_{X0} é o brilho superficial da emissão em raio X no centro do objeto e a integral é feita ao longo da linha de visada (dl), sendo que $dl = D_A d\zeta$. O fator 4π decorre da suposição de que a emissão é isotrópica, e $(1+z)^3$ leva em conta transformações cosmológicas da energia e brilho superficial.

A quantidade Λ é a função de resfriamento do gás intraglomerado à temperatura T_e e energia E em raio X ou em uma banda centrada em E . Também dependente do elemento químico (Z_i), esta função pode ser calculada como (PETERSON; FABIAN, 2006)

$$\Lambda(E, T_e, Z_i) = \int_0^\infty dE E \frac{d\alpha}{dE}(E, T_e, Z_i) \quad (7.24)$$

sendo $\frac{d\alpha}{dE}$ a taxa de emissão em função da energia dos fótons.

Sendo que a densidade eletrônica n_e é tal que $n_H = n_e \mu_e / \mu_H$, é possível eliminar esta quantidade das Equações 7.11 e 7.23 de forma a obter a seguinte expressão para a distância (REESE et al., 2002)

$$D_A = \frac{\Delta T_{SZ0}}{S_{X0}} \left(\frac{m_e c^2}{k_B T_{e0}} \right) \frac{\Lambda_0(E, T_e) / \mu_H}{4\pi^{3/2} f^2(x) T_{RCF}^2 \sigma_T^2 (1+z)^4 \theta_c} \frac{1}{\left[\frac{\Gamma(3\beta/2)}{\Gamma(3\beta/2 - 1/2)} \right]^2} \frac{\Gamma(3\beta - 1/2)}{\Gamma(3\beta)}. \quad (7.25)$$

Portanto, sendo possível estimar a distância de aglomerados de galáxias a partir de medidas do efeito SZ e em raio X destes objetos (Figura 7.3), é possível também medir a constante de Hubble H_0 , já que $H_0 \propto D_A^{-1}$ (CUNHA et al., 2007; HOLANDA et al., 2012).

Velocidade peculiar de aglomerados

O efeito SZ cinemático é uma ferramenta cosmológica poderosa e única no cálculo de campos de velocidade a elevados *redshifts*. A variação de temperatura dos fótons da RCF causada por este efeito é linearmente proporcional à profundidade ótica para o espalhamento Compton e à velocidade do aglomerado ao longo da linha de visada com relação ao referencial da RCF.

A estimativa da velocidade peculiar de aglomerados é realizada com maior precisão

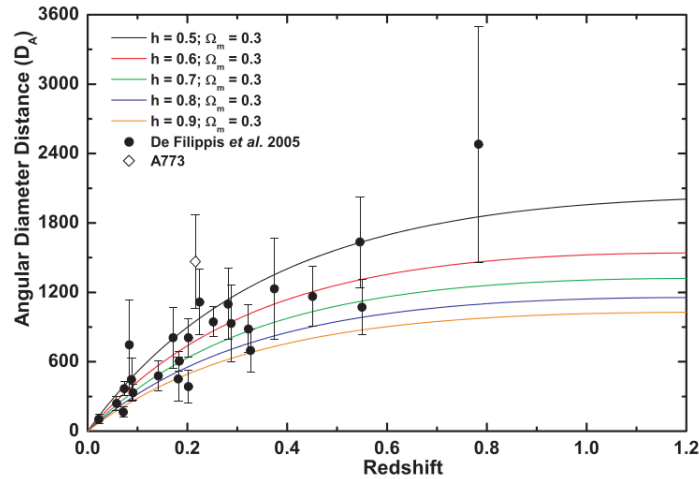


Figura 7.3 - Distância de diâmetro angular em função do *redshift* para $\Omega_m = 0,3$, sendo cada uma das curvas correspondente a um diferente valor de $h = H_0/(100\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1})$. Os símbolos cheios correspondem a 25 aglomerados de Filippis et al. (2005) (efeito SZ/raio X) e o aberto ao aglomerado Abell 773.

Fonte: Cunha et al. (2007).

quando as componentes térmica e cinemática são cuidadosamente separadas, o que é possível através de medidas em diversas bandas de frequência, além do fato de seus espectros serem diferentes. A Figura 7.1 mostra que a intensidade do efeito SZ cinemático é maior, e melhor observada, apenas em frequências em que o efeito SZ térmico tem sua intensidade aproximadamente nula, o que ocorre em $\sim 218\text{ GHz}$ (CARLSTROM et al., 2002). Ainda assim, sua baixa amplitude e a degenerescência de seu espectro com o da das flutuações primordiais da RCF faz da medição do efeito SZ cinemático e seu uso para a estimativa da velocidade peculiar de aglomerados de difícil realização. No entanto, isso é possível considerando um grande número de aglomerados, de forma a estimar a velocidade peculiar em escalas muito grandes tomando a média sobre todos os objetos.

Fração gás-massa f_g em aglomerados e a densidade de matéria Ω_M

As medições do efeito SZ em um aglomerado fornecem medidas da massa do meio intraglomerado, que é diversas vezes maior que a massa visível das galáxias. Já a massa total do aglomerado pode ser estimada a partir de observações de lentes gravitacionais ou ainda através do teorema do virial, enquanto a temperatura é medida a partir de experimentos de raio X. Portanto, combinando a massa de gás e a massa total do aglomerado é possível determinar a fração gás-massa (f_g) do

aglomerado.

Além disso, a maior parte da matéria bariônica presente em aglomerados de galáxias está na forma de gás no meio intraglomerado, sendo cerca de uma ordem de grandeza maior que a matéria presente nas galáxias (GREGO et al., 2001). Isso permite afirmar que a fração f_g é uma estimativa razoável da fração de matéria bariônica no aglomerado, sendo, portanto, um limite inferior para a fração de matéria bariônica universal f_B ,

$$f_g \leq f_B \equiv \Omega_B/\Omega_M, \quad (7.26)$$

em que Ω_B é a razão entre a densidade de matéria bariônica no universo e a densidade crítica ($\Omega_B = \rho_B/\rho_c$) (CARLSTROM et al., 2000; GREGO et al., 2001; CARLSTROM et al., 2002). Esta quantidade, que pode ser estimada a partir da análise de previsões da nucleossíntese primordial, quando combinada com a medida de f_B , permite ainda obter diretamente uma estimativa de Ω_M .

Universo a elevado redshift

Os levantamentos da densidade numérica de aglomerados, particularmente os massivos, como função do *redshift*, a partir de *surveys* de raio X , têm sido utilizados para estimar a densidade de matéria Ω_M . No entanto, o sinal medido em raio X tem sua intensidade inversamente proporcional a z (Equação 7.23), ou seja, o número de aglomerados observados diminui com a distância (Figura 7.4). Por outro lado, o efeito SZ é independente de z , possibilitando a observação de aglomerados a altos *redshifts*. Tal fato faz das medidas de evolução da abundância e distribuição de aglomerados de galáxias no Universo a mais poderosa aplicação do efeito SZ na Cosmologia, permitindo, por exemplo, obter informações a respeito da equação de estado da energia escura e da NG, que dependem da história de expansão do universo e crescimento de flutuações de densidade.

A única limitação física para a identificação de aglomerados via efeito SZ decorre do valor de massa que o objeto deve ter para que seja detectado por um instrumento específico (CARLSTROM et al., 2002). Isso porque o intervalo de massa à qual um *survey* é sensível depende do tamanho do seu feixe e da sensibilidade do instrumento, além do perfil do aglomerado no céu.

7.4 Resultados recentes

Esta seção apresenta alguns resultados recentes obtidos da combinação de medidas do efeito SZ e em outros comprimentos de onda para análises cosmológicas. Os resul-

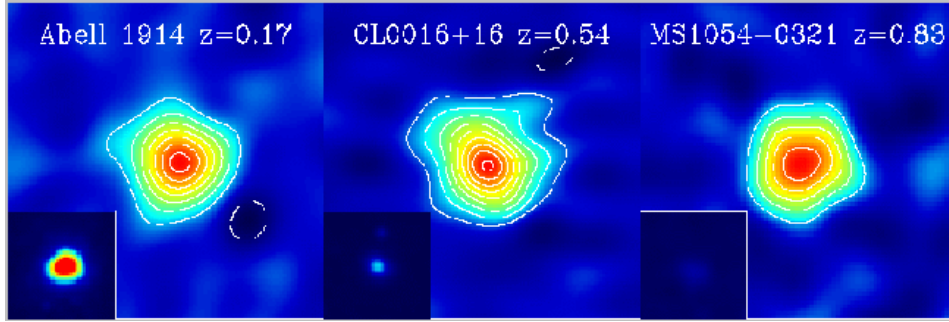


Figura 7.4 - Medidas do efeito SZ e em raios X de aglomerados de galáxias a diferentes *redshifts*. A imagem ilustra a independência do efeito SZ com z , enquanto o sinal em raios X cai com a distância ($S_X \propto (1+z)^{-4}$).

Fonte: Carlstrom, J. E. (2002).

tados citados foram obtidos a partir dos dados de três dos principais instrumentos dedicados à observação da RCF e efeito SZ: o SPT, o ACT e o satélite Planck.

7.4.1 *South Pole Telescope*

A primeira detecção de aglomerados de galáxias previamente desconhecidos a partir de seu sinal SZ foi realizada por Staniszewski et al. (2009) utilizando dados do SPT. Recentemente, Bleem et al. (2014) apresentaram um catálogo de aglomerados de galáxias detectados via efeito SZ em toda a região de 2500 graus quadrados observada pelo SPT. Esta amostra é composta por um total de 677 candidatos a aglomerados detectados com razão sinal-ruído maior que $\xi = 4,5$, utilizando dados nas frequências de 95 e 150 GHz, e 200 candidatos abaixo deste valor. Usando medidas no ótico e infravermelho, 516 dos objetos com $\xi > 4,5$ e 172 daqueles com $\xi < 4,5$ foram confirmados como sendo aglomerados. Dos objetos confirmados, 415 foram detectados pelo SPT, dentre os quais 251 são novas detecções, apresentadas pela primeira vez neste trabalho. Os autores também estimaram que o *redshift* médio dos aglomerados confirmados é de $z_{med} = 0,55$, além da massa típica destes objetos, calculada como sendo¹ $M_{500} \sim 3,5 \times 10^{14} M_{\odot} h_{70}^{-1}$.

Uma das previsões do modelo do *Big Bang* é a de que a temperatura da RCF evolua adiabaticamente com a expansão do universo seguindo uma relação da forma $T(z) = T_0(z+1)$, em que T_0 é a temperatura atual da RCF. No entanto, existem modelos alternativos que preveem desvios da evolução adiabática da temperatura.

¹ M_{500} é a massa englobada por R_{500} , raio dentro do qual a densidade média é 500 vezes a densidade crítica do universo no *redshift* z , e relacionados pela Equação 7.17.

Neste caso, a evolução não-padrão de $T(z)$ é geralmente parametrizada por modelos simples, como o usado por Saro et al. (2014),

$$T(z) = T_0(z + 1)^{1-\alpha}, \quad (7.27)$$

sendo α uma constante. Neste trabalho os autores mostram que é possível analisar a evolução da temperatura da RCF a partir de medidas do efeito SZ do SPT. Os autores selecionaram um conjunto de 158 aglomerados distribuídos em um intervalo de *redshift* de $0,05 < z < 1,35$ e localizados em uma região de 720 graus quadrados, de um total de 2500 graus quadrados observados pelo SPT. A partir de um método que utiliza a razão entre os decrementos SZ medidos nas frequências de 95 e 150 GHz para estimar a temperatura da RCF, Saro et al. (2014) chegaram à seguinte estimativa

$$\alpha = 0,017_{-0,028}^{+0,030}, \quad (7.28)$$

consistente com a previsão do modelo padrão ($\alpha = 0$). Utilizando as medidas de $T(z)$ em diferentes valores de z os autores também puderam estimar a equação de estado efetiva de decaimento de energia escura, $p = w_{eff}\rho$, obtendo: $w_{eff} = -0,987_{-0,017}^{+0,016}$ (vide todos os detalhes no referido trabalho).

Outro trabalho recente, desenvolvido utilizando observações em três bandas de frequência do SPT, 95, 150 e 220 GHz, é o de Liu et al. (2014). Os autores analisaram o sinal SZ de uma amostra de 46 objetos, entre grupos e aglomerados de galaxias, detectados a partir de medidas em raio X, em uma região de ~ 6 graus quadrados, pelo XMM-Newton Blanco Cosmology Survey (XMM-BCS; Šuhada et al. (2012)). Apesar da baixa massa destes sistemas, impossibilitando suas detecções individuais via efeito SZ pelo SPT, a alta resolução angular e baixo ruído instrumental do SPT permitiu aos autores extraírem o sinal SZ destes objetos e estimar a relação entre a massa do halo e a assinatura SZ, Y_{500} -massa², para sistemas de baixa massa. Liu et al. (2014) não observaram diferenças estatisticamente significantes entre as relações de escala para altas e baixas massas. No entanto, a parte da amostra que possui baixa luminosidade em raio X apresentou valores de M_{500} menores que o esperado de acordo com a relação de escala definida com observações do satélite Planck. Os autores também discutem os possíveis motivos para isso, o que pode ser encontrado em Liu et al. (2014).

² Y_{500} é o parâmetro de comptonização y integrado em um volume esférico de raio R_{500} .

7.4.2 Atacama Cosmology Telescope

As discussões a respeito do efeito SZ cinemático apresentadas anteriormente nesta seção deixa clara a grande dificuldade de medição deste sinal. Utilizando dados em alta resolução do ACT na frequência de 148 GHz, Hand et al. (2012) identificaram, pela primeira vez, evidências estatísticas do movimento de grupos e aglomerados de galáxias via efeito SZ cinemático. Os autores também identificaram em seus dados, com alta significância estatística, o sinal esperado pelo cenário padrão de formação de estruturas de que, devido à atração gravitacional, quaisquer pares de aglomerados devem apresentar uma tendência a moverem-se um em direção ao outro.

Em outro trabalho recente, Sievers et al. (2013) utilizaram observações do período 2008 a 2010 do ACT nas frequências de 148 e 218 GHz para a estimativa de parâmetros astrofísicos e cosmológicos, estes últimos consistentes com o modelo padrão e com resultados obtidos pelo SPT e WMAP. Os autores também estimaram as amplitudes do espectro de potência do efeito SZ térmico (a_{tSZ}) e cinemático (a_{kSZ}), definidas para um espectro normalizado tal que $\ell(\ell+1)C_\ell/2\pi = 1\mu K^2$ em $\ell_0 = 3000$ na frequência de 150 GHz, obtendo: $a_{tSZ} = 3,4 \pm 1,4$ e $a_{kSZ} = 8,6$ (WMAP-7 + ACT) em $\ell = 3000$.

Sievers et al. (2013) interpretam o espectro de potência do efeito cinemático como sendo decorrente de dois componentes: um em baixo e outro em alto *redshift*, que apresentam diferentes comportamentos em função de ℓ . Neste contexto, as análises e estimativas permitem obter informações a respeito do instante e duração da época de reionização. A estimativa para cada componente individualmente é tal que: $a_{kSZ} = 1,5 \pm 0,5$ em baixo z e $a_{kSZ} < 7,1$ em elevado z . Além disso, a amplitude do efeito SZ térmico é muito sensível à normalização do espectro de potência da matéria, σ_8 , cuja relação depende da modelagem da física do aglomerado. Por este motivo, a estimativa de sua amplitude permite também obter informações a respeito deste parâmetro. O resultado obtido por Sievers et al. (2013) foi de $\sigma_8 = 0,75^{+0,03}_{-0,05}$.

7.4.3 Satélite Planck

Com bandas de frequência cuidadosamente escolhidas de forma a cobrir todo o espectro do efeito SZ e com observações do céu inteiro, o satélite Planck permitiu a construção de um catálogo de fontes de sinal SZ a partir dos dados de 15,5 meses de observações. Este catálogo contém um total de 1227 detecções a partir do uso de três diferentes métodos. Dentre estas, 683 correspondem a aglomerados já previamente detectados por outros instrumentos (utilizando dados no ótico, IR, raio X e efeito

SZ), 178 são novas detecções e 366 são candidatos a aglomerados. O intervalo de massas e a distribuição com o *redshift* dos objetos identificados são mostrados na Figura 7.5. Todos os detalhes a respeito do catálogo, além de análises estatísticas e validação dos candidatos, estão presentes em [Planck Collaboration \(2014k\)](#). O catálogo de aglomerados do Planck está disponível no *website* da IRSA (*NASA/IPAC Infrared Science Archive*)³.

Além da produção de um catálogo de aglomerados, a colaboração Planck também construiu o primeiro mapa de efeito SZ térmico de todo o céu, com resolução de 10 minutos de arco e quantificado em termos do parâmetro de comptonização y . Para isso, [Planck Collaboration \(2014i\)](#) aplicaram dois métodos de separação de componentes às observações realizadas nas bandas de 100 a 857 GHz. Os autores também apresentaram a primeira medição do espectro de potência SZ produzido em grandes escalas angulares, $0,17^\circ \leq \theta \leq 3,0^\circ$.

O espectro de potência do efeito SZ é altamente sensível à quantidade total de matéria Ω_m , além do parâmetro σ_8 , e para o intervalo de multipolos considerado a relação é tal que: $C_\ell \propto \sigma_8^{8,1} \Omega_m^{3,2}$. Os valores de melhor ajuste para estes parâmetros, em um modelo Λ CDM plano, foram calculados fixando todos os outros parâmetros cosmológicos nos valores obtidos em [Planck Collaboration \(2014g\)](#). Os resultados obtidos foram ([PLANCK COLLABORATION, 2014i](#)):

$$\sigma_8 = 0,74 \pm 0,06, \quad (7.29)$$

$$\Omega_m = 0,33 \pm 0,06. \quad (7.30)$$

Apesar destes resultados serem inferiores àqueles obtidos com a análise de flutuações de temperatura primordiais da RCF e apresentados em [Planck Collaboration \(2014g\)](#), eles concordam com estimativas feitas utilizando a contagem de aglomerados por *redshift* de uma amostra de 200 objetos observados pelo Planck. [Planck Collaboration \(2014h\)](#) e [Planck Collaboration \(2014i\)](#) apresentam também possíveis explicações para estas diferenças.

³<http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/planck.html>

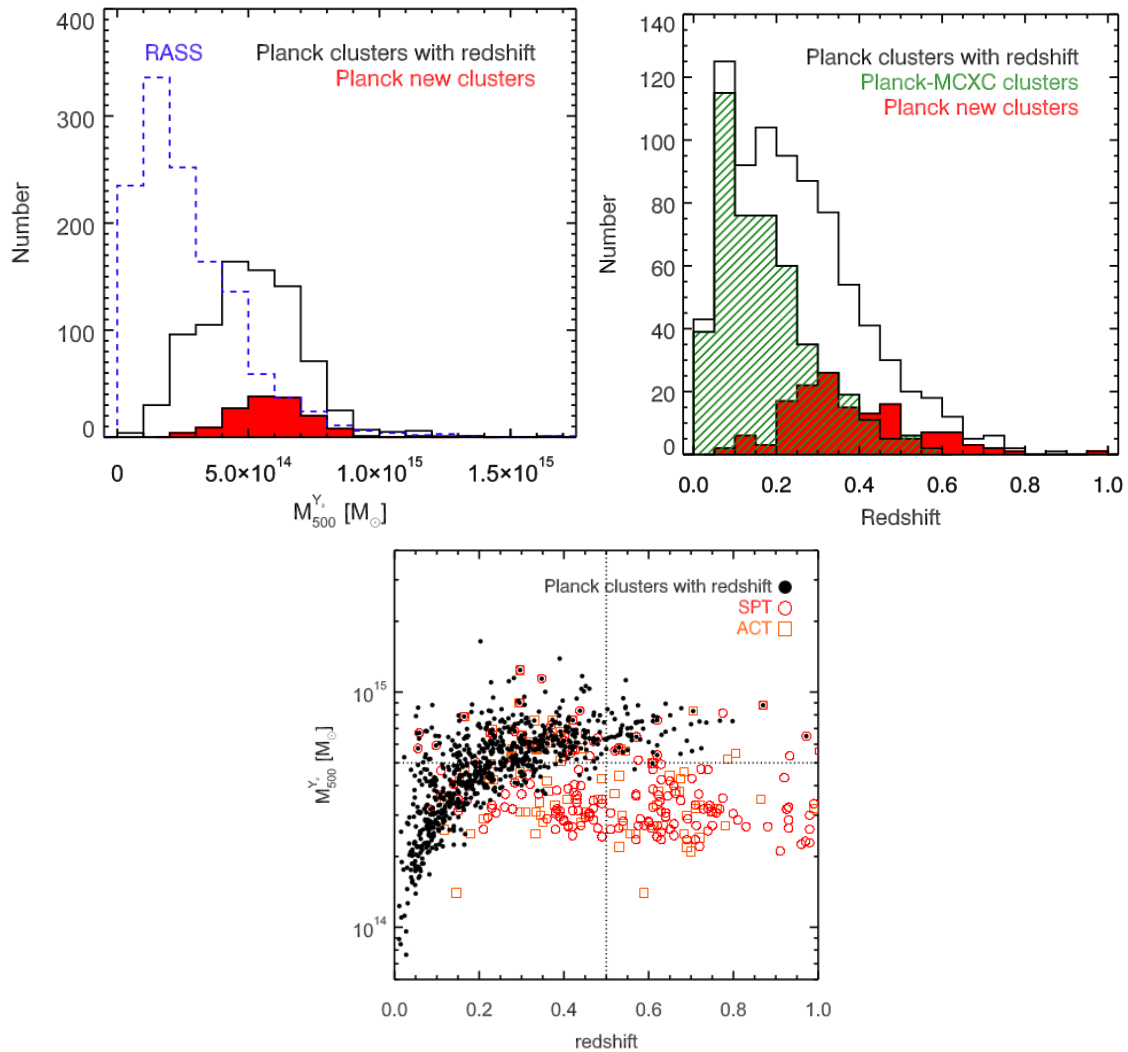


Figura 7.5 - Acima à esquerda: distribuição de aglomerados de galáxias do catálogo do Planck com a massa (linha preta cheia; novas detecções e previamente conhecidos) comparada à distribuição de objetos do RASS (*ROSAT All Sky Survey*, Voges et al. (1999))(linha tracejada azul). Acima à direita: distribuição de aglomerados com o *redshift*. A região hachurada em verde corresponde a objetos do catálogo do Planck observados também pelo MCXC (PIFFARETTI et al., 2011). Em ambas as figura acima a região em vermelho corresponde a novas detecções realizadas pelo Planck. Abaixo: gráfico da massa em função do *redshift* de aglomerados observados pelo Planck (círculos pretos), pelo SPT (círculos vermelhos abertos; Reichardt et al. (2013)) e pelo ACT (quadrados vermelhos abertos; Hasselfield et al. (2013)).

Fonte: Planck Collaboration (2014k).

8 A MISSÃO OLIMPO

8.1 Introdução

As observações da RCF, de supernovas distantes e da distribuição de galáxias no universo têm permitido testar de forma robusta o MCP. As missões espaciais COBE e WMAP, que observaram toda a esfera celeste, possibilitaram a produção de mapas de anisotropia e polarização da RCF de 100% do céu, além de caracterizar a emissão de *foregrounds* Galácticos e extragalácticos (BENNETT et al., 1992; BENNETT et al., 2013). Seus resultados estão sendo expandidos com a análise dos dados do satélite Planck, que fez uso de uma resolução que vai desde 32,65 minutos de arco para a frequência mais baixa (30 GHz) até 3,67 minutos de arco para a mais alta (857 GHz). O Planck também realizou medidas de polarização e de *foregrounds* em suas 9 bandas de frequência, além de medir o efeito SZ em diversos aglomerados, tanto objetos já identificados anteriormente em outros comprimentos de onda quanto descobertos pelo Planck, produzindo um catálogo de aglomerados do céu inteiro.

Aglomerados de galáxias fornecem uma vasta quantidade de informações a respeito do conteúdo e da estrutura do universo (vide Capítulo 7). Esta é a principal motivação para o recente desenvolvimento de diversos experimentos destinados à identificação e estudo de aglomerados, dentre estes os que utilizam o efeito SZ como ferramenta (BARTLETT, 2006). Tais experimentos visam, em sua maioria, observar regiões menores no céu por um tempo mais longo, de maneira a identificar aglomerados a elevados *redshifts*. A razão é que as potenciais informações cosmológicas são inferidas com base em grandes e profundos catálogos de aglomerados, ou seja, catálogos reunindo objetos detectados no céu todo e em um grande intervalo de *redshifts* ($0,1 \lesssim z \lesssim 1,5$) (BARTLETT, 2006; JUIN et al., 2007).

Uma das vantagens de se utilizar o efeito SZ é justamente sua independência com o *redshift*. Além disso, sua combinação com medidas em raio X pode fornecer importantes informações a respeito da física e evolução destes objetos (VOIT, 2005; CHAMBALLU et al., 2010; ALLEN et al., 2011). Por todos estes motivos, o grupo de cosmologia da Universidade de Roma “La Sapienza” desenvolveu um instrumento dedicado à observação do efeito SZ de aglomerados de galáxias: o telescópio OLIMPO (Figura 8.1) (MASI et al., 2008; MASI et al., 2007).

A segunda parte deste trabalho de doutorado refere-se à colaboração com o grupo de Cosmologia da Universidade de Roma na preparação para a missão do telescópio OLIMPO, projetado para a observação do efeito SZ. O projeto OLIMPO será uma



Figura 8.1 - Telescópio OLIMPO.

missão de longa duração (10 - 15 dias) realizando um voo circumpolar a bordo de um balão estratosférico que deverá ser lançado em 2015 da ilha norueguesa Svalbard ($\text{lat} = +78^\circ$), mantendo uma latitude aproximadamente constante de 80°N e uma altitude de 38-40 km, como descrito pela curva em vermelho na Figura 8.2.

Este instrumento é constituído por: um telescópio Cassegrain de 2,6 m de diâmetro, com recursos para apontamento e observação do céu, e quatro conjuntos de bolômetros em diferentes frequências alojados em um criostato de ^3He . Ele irá produzir um conjunto de mapas cobrindo 4 bandas de frequência (143, 217, 353 e 450 GHz), com resolução angular de 4; 3; 2; 2 minutos de arco, respectivamente. Os quatro conjuntos de bolômetros são compostos por 19 detectores nas frequências de 143 e 217 GHz e por 24 em 353 e 450 GHz. Até a presente data, o OLIMPO é maior que qualquer outro telescópio a voar a bordo de um balão estratosférico. Um resumo das principais informações a respeito do OLIMPO estão reunidas na Tabela 8.1. Detalhes sobre os instrumentos podem ser encontrados em Masi et al. (2005), Masi et al. (2008), Masi et al. (2007).

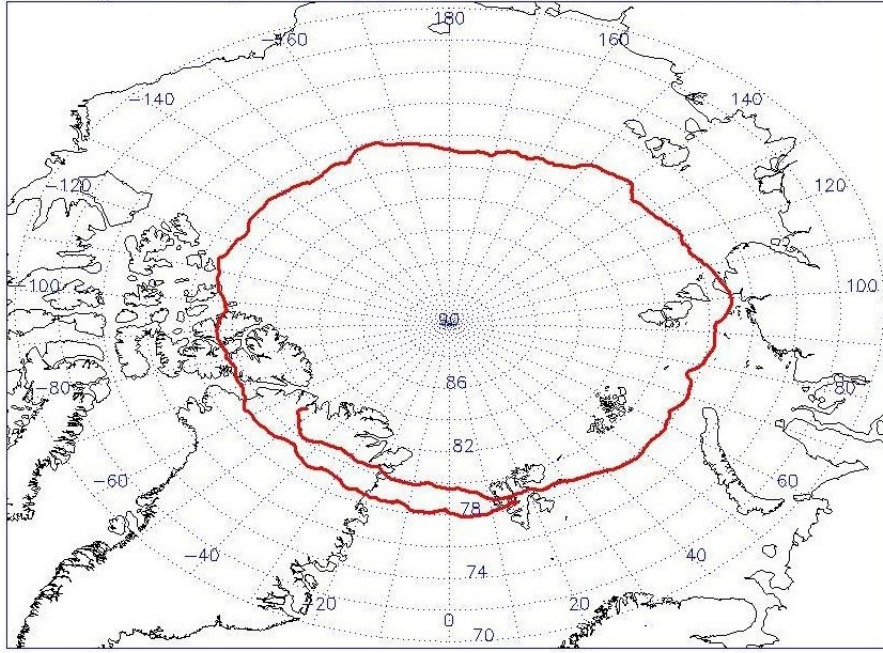


Figura 8.2 - Trajeto circumpolar de um instrumento a bordo de balão durante um voo de longa duração lançado da ilha de Svalbard.

Tabela 8.1 - Principais características do instrumento OLIMPO (CONVERSI et al., 2010).

Frequência (GHz)	143	217	353	450
Largura da banda (GHz)	40	61	98	126
FWHM (')	5.2	3.7	2.3	1.9
Número de detectores	19	19	24	24
NEP ^a ($\mu\text{K}/\text{Hz}^{1/2}$)	145	275	430	4300

^aNEP: *Noise equivalent power* é uma medida da sensibilidade do detector.

O OLIMPO irá observar regiões situadas a elevadas latitudes galácticas, onde o sinal é dominado principalmente pelas anisotropias primárias da RCF, o sinal SZ de aglomerados de galáxias e o sinal do fundo infravermelho (*far infrared background - FIRB*) de galáxias distantes. No entanto, mesmo nestas latitudes há contaminação por diversos componentes de acordo com o intervalo de frequências, conforme descrito no Capítulo 4. A única forma de separar estes contaminantes é com o uso de medidas em várias bandas de frequência. As bandas do OLIMPO foram escolhidas de forma a facilitar esta separação. A Figura 8.3 mostra a localização destas bandas superpostas ao espectro do efeito SZ, de forma a explorar as variações de intensidade negativa, nula e positiva, características únicas do efeito SZ, e que permitem separá-lo de outros tipos de flutuações.

Além de medir o efeito SZ causado por aglomerados de galáxias, a alta resolução angular e o grande intervalo de frequências, concentrado em uma área pequena do céu, faz do OLIMPO um instrumento promissor também para medir anisotropias da RCF em altos multipolos ($l \gtrsim 2000$), permitindo estudar melhor esta região do espectro. O OLIMPO também será capaz de medir o FIRB devido a galáxias “não-resolvidas” a elevados *redshifts*, o que permitirá estudar o processo de formação de estruturas logo após a época de recombinação. Isso porque as regiões de formação estelar presentes nas primeiras galáxias produziram intensa radiação térmica de poeira, que hoje é visível em bandas submilimétricas (MASI et al., 2005; CONVERSI et al., 2010).

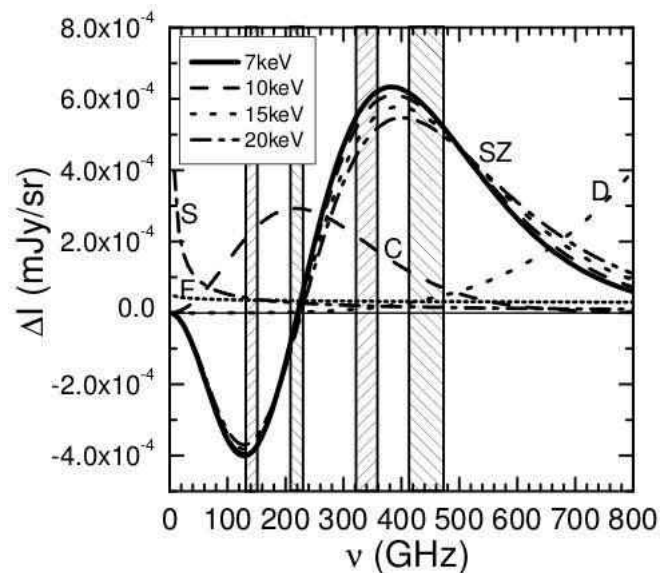


Figura 8.3 - Espectro do efeito SZ para diferentes energias do gás intraglomerado ionizado. As barras verticais referem-se às bandas de frequência do experimento OLIMPO.

Fonte: Masi et al. (2008).

Existem duas abordagens que deverão ser adotadas pelo OLIMPO para a observação de aglomerados. Uma delas é do tipo “*blind survey*” (busca cega), em que o céu é observado de forma a procurar por aglomerados desconhecidos na região observada. Esta região é escolhida de acordo com o nível da emissão de *foregrounds*, de tal forma que as observações sejam menos contaminadas por estes efeitos. Qualquer candidato identificado neste tipo de observação deve ser confirmado a partir da utilização de uma contrapartida em outros comprimentos de onda. Esta é uma boa

forma de realizar novas descobertas, mas geralmente requer uma sensibilidade maior, que permita a identificação do sinal SZ para curtos intervalos de observação.

O satélite Planck também trabalhou nesse aspecto, já que, mesmo realizando um *survey* superficial do céu (não observa a mesma região por um grande intervalo de tempo), ele possui uma ampla cobertura espectral e possui uma sensibilidade boa para sinais SZ. As descobertas já realizadas a partir de suas observações têm sido confirmadas pelo SPT e ACT no hemisfério sul. No entanto, não há um acompanhamento análogo no hemisfério norte, e uma cobertura mais profunda de regiões observadas pelo Planck permitiria uma boa verificação de seus resultados, especialmente se a performance dos instrumentos a bordo do OLIMPO atingirem a razão sinal-ruído (SNR) prevista (da mesma ordem de sensibilidade ou um pouco melhor que o Planck).

A segunda e principal abordagem do OLIMPO é adotar alvos específicos para observação, de forma a explorar as propriedades do objeto observado com uma boa SNR (dedicando horas de observação ao mesmo objeto) (MASI et al., 2008). O longo tempo de observação combinado com o grande número de detectores por banda resulta em uma sensibilidade mais alta para estes alvos. Esta é uma boa estratégia para estudar propriedades específicas de aglomerados, além de ser uma boa contrapartida para as observações do Planck. Com uma resolução angular variando de $1,9'$ a $5,2'$, é possível identificar (na melhor resolução) o perfil de aglomerados com uma resolução ligeiramente maior que o raio típico do caroço ($\sim 2'$).

O OLIMPO será capaz de observar até 40 aglomerados por voo, de forma que seja possível dedicar um tempo razoável à observação de cada alvo, que pode chegar a várias horas. Existe ainda a possibilidade de realização de um segundo voo a partir do hemisfério sul, que permitirá completar um *survey* de cerca de 100 aglomerados selecionados. Simulações da missão OLIMPO mostram que, para cada um destes aglomerados, será possível medir valores abaixo de 10^{-5} para o parâmetro de Comptonização, produzindo uma amostra significativa e bem calibrada de aglomerados SZ (MASI et al., 2008).

A seção a seguir descreve o trabalho desenvolvido para avaliar o OLIMPO quando à estimativa de parâmetros de aglomerado. Os resultados apresentados foram obtidos durante o ano de 2013, quando foi realizado o período de doutorado sanduíche na Universidade de Roma “*La Sapienza*”. Parte destes resultados foram também publicados em Schillaci et al. (2014).

8.2 Estimativa de parâmetros de aglomerados com dados do OLIMPO

As medidas fotométricas do sinal SZ de aglomerados de galáxias vêm sendo feitas por diversos instrumentos, tanto em solo como no espaço, em bandas de frequência cobrindo todo o intervalo espectral onde este efeito está presente (vide capítulos anteriores). No entanto, o sinal SZ medido é contaminado por vários componentes *foreground*, e por isso o uso de diversas bandas de frequências é essencial para que eles sejam separados. Como cada sinal astrofísico é descrito teoricamente por um conjunto de parâmetros, o uso de medidas fotométricas em poucas bandas de frequência é insuficiente para estimativa de todos eles, ainda que alguns sinais sejam desprezíveis ou muito bem conhecidos. Este é o grande obstáculo para a estimativa acurada destes parâmetros, já que o número de bandas disponíveis ainda é limitado e insuficiente, como, por exemplo, no caso do Planck, que são 6-7 bandas.

Como mostrado por de Bernardis et al. (2012), uma forma bastante promissora de extrair o sinal SZ mesmo na presença de diversas emissões *foreground* é utilizando medidas espectroscópicas de baixa resolução (o espectro contínuo do efeito SZ dispensa a necessidade de alta resolução espectral). Tais medidas podem ajudar a estimar os parâmetros que descrevem os componentes do sinal medido, além de remover a degenerescência de medidas fotométricas. Esta foi a principal motivação do grupo de Cosmologia observacional da Universidade de Roma, “La Sapienza”, ao desenvolver um espectrômetro otimizado para realização de medidas do efeito SZ, que irá operar pela primeira vez a bordo do OLIMPO. A seção seguinte apresenta uma breve descrição do espectrômetro desenvolvido pelo grupo. Mais detalhes podem ser encontrados em Schillaci et al. (2014).

8.2.1 O espectrômetro

O instrumento desenvolvido é um espectrômetro de Fourier diferencial (DFTS), baseado na configuração do interferômetro de Martin-Puplett (MPI). O objetivo é cobrir um grande intervalo de frequência e realizar medidas de forma “diferencial”, ou seja, medindo a diferença de brilho entre a direção do aglomerado e a região no entorno. Espectrômetros diferenciais já foram implementados para estudos astrofísicos e cosmológicos, como por exemplo o FIRAS a bordo do satélite COBE (SMOOT, 1990), mas comparando o brilho do céu àquele produzido por um corpo negro de referência no interior do instrumento. Já o espectrômetro tratado aqui mede a diferença de brilho entre o aglomerado e o fundo do céu próximo a este, de forma a eliminar sinais provenientes do instrumento, resíduos atmosféricos e o sinal da RCF, medindo apenas o gradiente de brilho.

A medida diferencial é realizada combinando dois MPIs posicionados simetricamente. Um espelho em forma de cunha com vértice localizado no plano focal do instrumento e alinhado à direção de elevação divide o campo de visada do telescópio em dois. Deste modo a radiação proveniente da metade esquerda do plano focal é refletida entrando pela porta 1 do DFTS, o MPI da esquerda, enquanto a radiação proveniente da outra metade do plano focal é projetada na porta 2, MPI da direita.

Portanto, o que o instrumento faz é medir o brilho ao longo de duas linhas de visada, A e B , ou seja, dois pixels do céu localizados simetricamente com relação ao meridiano no centro do campo de visada, de forma que o sinal medido pelo DFTS seja $I_A - I_B$. No caso das medidas do efeito SZ, o telescópio é apontado de tal forma que um dos campos de visada (linha de visada A) esteja centrado no aglomerado de galáxias, e o outro na região de referência vizinha ao objeto, ou seja, a linha B estaria fora da região do alvo.

Como o instrumento foi designado para operar no OLIMPO, o sistema ótico foi modelado de forma a alimentar o espectrômetro como um telescópio Cassegrain clássico, com plano focal de 50 mm de diâmetro e raio focal $f/3.3$, de forma que não fosse necessário realizar nenhuma mudança no sistema de detecção do OLIMPO. As portas 1 e 2 do DFTS foram, por este motivo, posicionadas entre a parte posterior do espelho primário e o plano focal do telescópio (vide Figura 8.1). A radiação proveniente do espelho secundário é desviada por um espelho plano posicionado com inclinação de 45° em relação à direção de propagação que a direciona para a entrada do DFTS. Para que o instrumento se ajustasse melhor ao espaço entre o espelho primário e o criostato, onde estão os detectores, o sistema ótico do DFTS foi desenvolvido em um plano ortogonal ao eixo ótico do telescópio, como mostrado na Figura 8.4. A estrutura que suporta todos os elementos óticos possui dimensões de 0,7m x 0,7m x 0.3m. Por fim, após a radiação proveniente dos dois campos de visada serem processadas pelo DFTS os feixes são colimados e redirecionados para a parte posterior do mesmo espelho a 45° da direção de propagação, usado para interceptar o feixe do telescópio, atingindo o centro do plano focal do detector.

Este instrumento foi desenvolvido para ser usado em modo de *plug-in* no OLIMPO, ou seja, todo o sistema ótico pode ser incluído ou removido do caminho ótico entre o telescópio e o detector no interior do criostato. Para tal o conjunto de espelhos e lentes é montado sobre uma espécie de carrinho sobre trilhos que move-se ortogonalmente ao feixe. Desta forma, quando o DFTS é incluído no sistema o telescópio poderá realizar medidas espectroscópicas, em que o espelho inclinado de 45° direci-

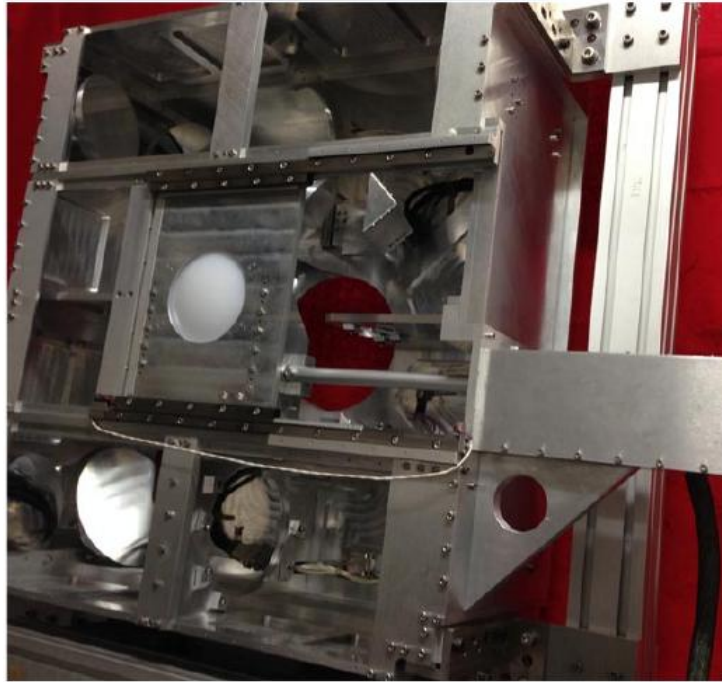


Figura 8.4 - Sistema integrado com todos os elementos óticos. Um motor move todo o sistema de espelhos e lentes para incluir ou excluir o MPI do caminho ótico do OLIMPO.

Fonte: Schillaci et al. (2014).

ona o feixe vindo do telescópio para o interior do instrumento e sua parte posterior redireciona o feixe processado pelo espectrômetro para os detectores. Quando o espectrômetro é excluído, o OLIMPO atua como um fotômetro de quatro bandas.

As seções seguintes apresentam análises realizadas de forma similar àquelas apresentadas em de Bernardis et al. (2012), mas com o objetivo de avaliar o potencial de medidas fotométricas e espectroscópicas (adição de um DFTS à frente do mesmo fotômetro) do OLIMPO em estimar parâmetros que descrevem o sinal medido. Estes parâmetros serão chamados a partir de agora “parâmetros de aglomerados”, já que uma estimativa acurada deles influencia diretamente a análise do sinal SZ do aglomerado. Os resultados obtidos de tais análises são também apresentados em Schillaci et al. (2014). Vale ressaltar que no caso tratado será assumido que o brilho I_B decorrente do fundo é desprezível com relação a I_A . Esta aproximação é válida com base em dois argumentos: 1) os alvos selecionados (vide Tabela B.1) são compactos com relação à distância entre as linhas A e B , e 2) o valor calculado para o decréscimo relativo de sinal é $\Delta I_{AB} = (I_A - I_B)/I_A \sim 1$. Este último foi estimado considerando uma aproximação para a temperatura do aglomerado obtida com o

modelo β -isotérmico.

8.2.2 Simulações da linha de visada

As medidas que o OLIMPO irá realizar integram o sinal ao longo da linha de visada (LDV), composto não apenas pelo sinal SZ como também por diversos componentes *foreground* na direção do alvo. Sendo assim, nós iniciamos esta análise realizando simulações de medidas fotométricas e espectroscópicas ao longo da LDV que atravessa um dos alvos selecionados para serem observados pelo OLIMPO. O aglomerado escolhido foi ABELL2219 (ou A2219), o objeto mais brilhante da lista.

A seguir são resumidos os detalhes do processo de simulação do sinal ao longo da LDV, enfatizando a dependência destes componentes com alguns dos principais parâmetros usados para descrevê-los, além da estimativa de erros nos dois tipos de medidas, fotométricas e espectroscópicas. Foram considerados os seguintes componentes do sinal: o efeito SZ térmico e cinemático, o efeito não-térmico, a RCF e a emissão de poeira. As contribuições de emissão livre-livre e síncrotron Galácticas não foram incluídas nas simulações, já que no intervalo de frequências em que o OLIMPO opera elas são desprezíveis em relação à contribuição de poeira.

8.2.2.1 Componentes *foreground* e os parâmetros de aglomerados

Efeito SZ térmico (ΔI_t)

Seja o parâmetro de comptonização y dado pela Equação 7.1 integrada ao longo da LDV, e desconsiderando correções relativísticas, os principais parâmetros que descrevem este efeito são: a temperatura de elétrons, kTe , e a profundidade ótica, τ_t , esta escrita como $\tau_t = \int_{LDV} n_e \sigma_T dl$.

Anisotropias da RCF (ΔI_{RCFi}) e efeito SZ cinemático (ΔI_v)

A intensidade da RCF pode ser escrita como:

$$\frac{\Delta I_{RCFi}}{I_{RCF}} = \frac{\Delta T_{RCF}}{T_{RCF}} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \quad (8.1)$$

sendo $x = h\nu/k_B T_{RCF}$, $T_{RCF} \sim 2,7$ a temperatura da RCF e ΔT_{RCF} a flutuação de temperatura da RCF na direção do aglomerado.

Como a RCF e o efeito SZ cinemático possuem espectros semelhantes, é possível escrever que $\Delta I_{RCF} = \Delta I_{RCFi} + \Delta I_v$. Sendo assim, será necessário apenas um parâmetro para caracterizar ambos os sinais, ΔI_{RCF} .

Efeito SZ não-térmico (ΔI_{nt})

Como discutido no Capítulo 4, uma população não-térmica de elétrons também pode causar o espalhamento de fótons da RCF, possibilitando a produção do efeito SZ não-térmico dependendo da quantidade destes elétrons. Os parâmetros que descrevem este efeito são, principalmente: a profundidade ótica da componente não térmica τ_{nt} e o *momentum* mínimo p .

Emissão de poeira Galáctica (ΔI_d)

A emissão de poeira pode ser descrita por um modelo de corpo negro modificado, como dado pela Equação 4.8, utilizado pela colaboração Planck para o ajuste dos dados de intensidade I_ν (PLANCK COLLABORATION, 2014b). O principal parâmetro que caracteriza esta componente *foreground* é a profundidade ótica da poeira, τ_D .

8.2.2.2 Contribuição da emissão de CO

Além das componentes mencionadas acima, também foi analisada a contribuição do sinal decorrente de linhas de emissão devido à rotação de moléculas de monóxido de carbono na posição do referido aglomerado. As moléculas de CO são bons traçadores dos componentes moleculares do meio interestelar, já que elas são bastante abundantes nesse meio, facilmente excitadas por moléculas H_2 e observadas do solo. Sendo assim, a emissão de CO é principalmente localizada próxima à regiões Galácticas (baixas e intermediárias latitudes Galácticas). No caso do OLIMPO, a única banda de frequência que pode ser afetada por esta emissão é a de 353 GHz, devido à transição de 345 GHz ($3 \rightarrow 2$). As outras transições não coincidem com mais nenhuma banda do OLIMPO.

A forma encontrada para estimar a contribuição desta emissão para o sinal ao longo da LDV que atravessa A2219 foi realizar uma extrapolação dos valores muito bem conhecidos desta contaminação na região da Galáxia para a posição do alvo. Utilizando o mapa de emissão CO também disponibilizado pela colaboração Planck, foram tomadas 3 regiões em diferentes longitudes Galácticas, como destacadas no mapa de emissão CO ($3 \rightarrow 2$) da Figura 8.5. Cada uma destas regiões foi dividida verticalmente em 30 fatias, iniciando em uma fatia centralizada na latitude Galáctica $b \sim 30^\circ$ até a última centralizada em $b \sim 0^\circ$. Foram então criados os gráficos dos valores médios de emissão CO em cada uma das fatias em função dos correspondentes valores de b , de forma a verificar o comportamento desta emissão em função da distância ao plano da Galáxia (Figura 8.6).

Por fim foi ajustada uma função exponencial aos pontos de cada um destes gráficos de

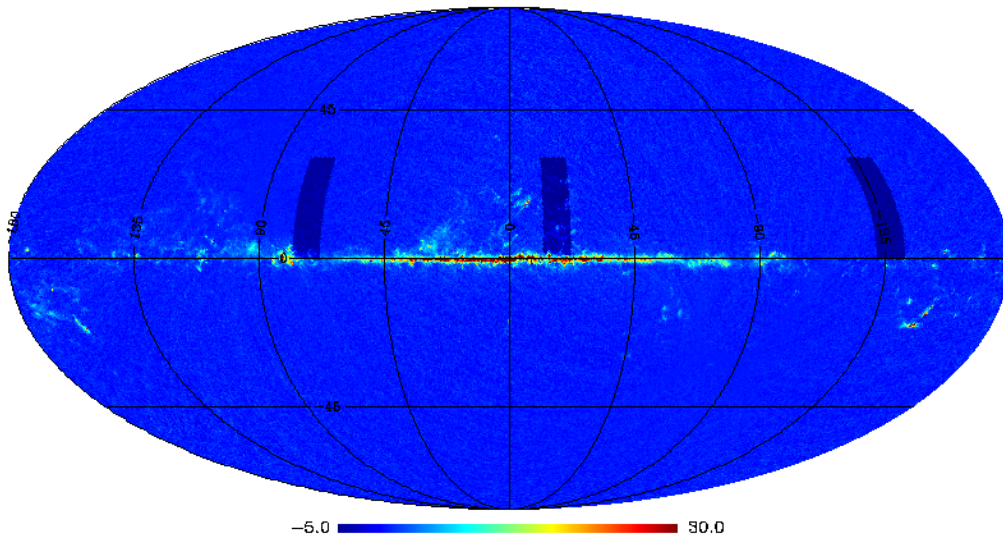


Figura 8.5 - Mapa da emissão CO ($3 \rightarrow 2$) onde estão destacadas as regiões usadas para estimativa da contribuição desta componente na posição do aglomerado A2219. O mapa, construído em coordenadas Galácticas, é dado em unidades de $K_{RCF} \cdot km/s$.

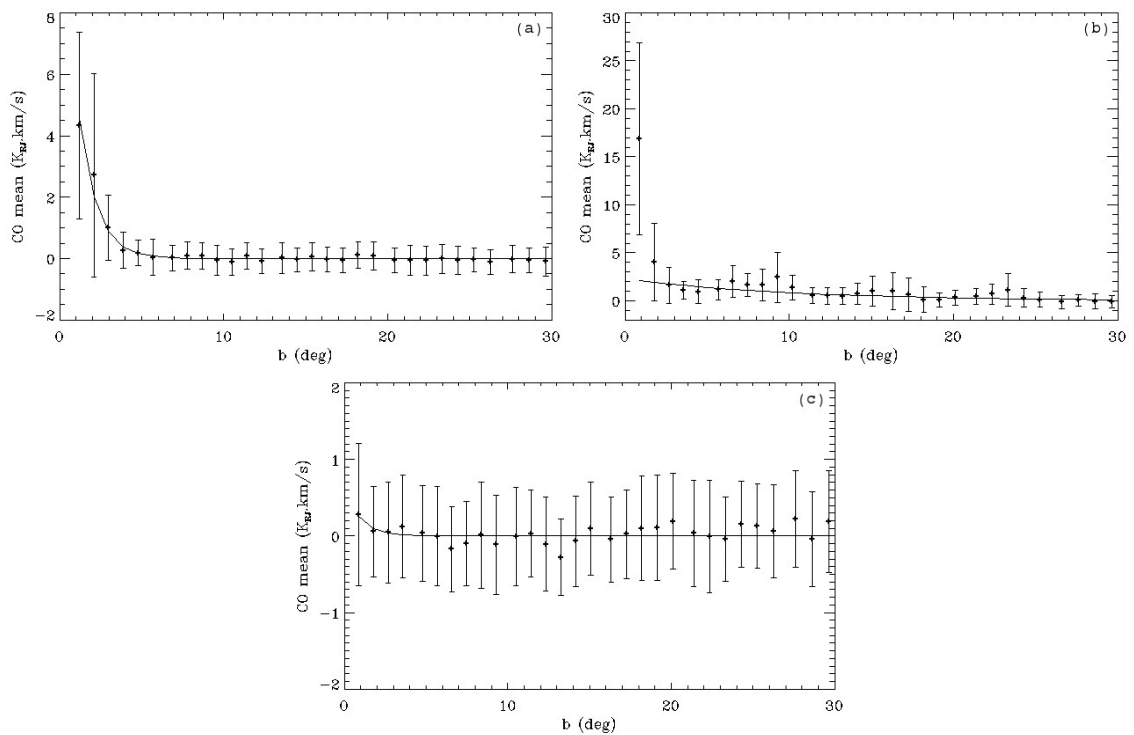


Figura 8.6 - Os gráficos (a), (b) e (c) mostram o ajuste feito para cada uma das três regiões (da esquerda para a direita, respectivamente) destacadas no mapa da Figura 8.5.

forma a obter uma estimativa (extrapolação) do valor da emissão CO na posição $b = 41, 47^\circ$, latitude correspondente ao aglomerado A2219. As extrapolações para as três regiões, da esquerda para a direita, forneceram os seguintes valores de intensidade da emissão CO na posição considerada: $\Delta I_{CO}(A2219) = 2, 8 \times 10^{-4}$, $5, 3 \times 10^{-2}$ e $1, 5 \times 10^{-10} K_{RJ}.km/s$, respectivamente (valores em unidades de K_{RCF} podem ser obtidos com a multiplicação pelo fator de $17, 37 \times 10^{-5} K_{RCF}/(K_{RJ}.km/s)$). Tais resultados mostram que a contribuição da emissão CO para a banda de frequência de 353 GHz do OLIMPO é várias ordens de grandeza menor que o desvio ΔT_{SZ} de um aglomerado brilhante, que pode chegar a $\sim 1mK$. Por este motivo, a contribuição decorrente da emissão de CO não foi incluída nas simulações.

8.2.2.3 Estimativa de erro

Para a estimativa de erro nas medidas do instrumento foi assumido que o detector é limitado pelo ruído do fundo de radiação produzido pelo instrumento, ou seja, o sistema ótico composto por espelhos e lentes. No caso que a atmosfera está presente, sua contribuição também deve ser considerada.

Sendo o brilho espectral de um corpo negro dado pela equação de Planck

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^x + 1}, \quad (8.2)$$

assumindo um detector (bolômetro) cuja absorção de radiação dá-se com 50% de eficiência, ou seja, $E(\nu) = 0, 5$, a potência de fundo nos detectores pode ser calculada de acordo com a expressão (DE BERNARDIS et al., 2012)

$$\begin{aligned} P(T) &= P(\nu, T)d\nu \\ &= A\Omega E(\nu) \left[\epsilon_m(\nu) \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{x_m} + 1} + [1 - \epsilon_m(\nu)] \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{x_{RCF}} + 1} \right] d\nu, \quad (8.3) \end{aligned}$$

sendo ν a frequência, A a área coletora do instrumento (200 cm), Ω o ângulo sólido (vide Tabela 8.1) e ϵ_m a emissividade¹ total do sistema ótico ($\epsilon_m = 0, 3$), ou seja, dos espelhos e lentes, à temperatura ambiente. O primeiro termo desta expressão refere-se ao sistema ótico ($P(T_m)$), com $x_m = h\nu/kT_m$ e temperatura dada por T_m . Já o segundo termo corresponde aos fótons da RCF que atingem o detector ($P(T_{RCF})$), em que $x_{RCF} = h\nu/kT_{RCF}$ e temperatura T_{RCF} .

¹A emissividade da superfície de um material descreve sua eficiência em emitir energia na forma de radiação térmica.

As flutuações do fundo de radiação podem ser calculadas como sendo

$$NEP_{tot}^2 = NEP_m^2 + NEP_{RCF}^2, \quad (8.4)$$

em que cada termo pode ser calculado da seguinte forma (DE BERNARDIS, 1992-93)

$$\begin{aligned} NEP_m^2 &= 2h\nu P(T_m) \left[1 + \frac{E(\nu)\epsilon_m(\nu)}{e^{x_m} - 1} \right] \\ NEP_{RCF}^2 &= 2h\nu P(T_{RCF}) \left[1 + \frac{E(\nu)(1 - \epsilon_m(\nu))}{e^{x_{RCF}} - 1} \right]. \end{aligned} \quad (8.5)$$

Assim, a partir da Equação 8.3, e lembrando que $x = h\nu/kT$, é possível chegar a

$$NEP_m^2 = A\Omega \frac{4k^5 T_m^5}{c^2 h^3} E(\nu)\epsilon_m(\nu) \frac{x_m^4 [e^{x_m} - 1 + E(\nu)\epsilon_m(\nu)]}{(e^{x_m} - 1)^2} dx, \quad (8.6)$$

$$NEP_{RCF}^2 = A\Omega \frac{4k^5 T_{RCF}^5}{c^2 h^3} E(\nu)(1 - \epsilon_m(\nu)) \frac{x_{RCF}^4 [e^{x_{RCF}} - 1 + E(\nu)(1 - \epsilon_m(\nu))]}{(e^{x_{RCF}} - 1)^2} dx. \quad (8.7)$$

O termo NEP, ou *Noise Equivalent Power*, é definido, de acordo com Richards (1994), como sendo a potência de sinal incidente necessária para obter um sinal igual ao ruído em uma banda de largura 1 Hz. Em outras palavras, a Equação 8.4 corresponde à potencia incidente no detector necessária para produzir $SNR = 1$. Detalhes do cálculo de NEP podem ser encontrados em de Bernardis (1992-93), Richards (1994), de Bernardis et al. (2012).

O erro estimado para medidas fotométricas é obtido para cada banda de frequência, a partir da Equação 8.4 para o NEP_{tot}^2 , da seguinte forma:

$$\sigma_{tot} = \left[\frac{\int_{BW} NEP_{tot}^2 d\nu}{2t} \right]^{1/2}, \quad (8.8)$$

em que t é o tempo de integração do instrumento e BW indica a integração na largura da banda. Já o erro em medidas espectroscópicas é estimado como sendo:

$$\sigma_{esp} = 0,61 c \frac{\sqrt{\int_{BW} NEP_{tot}^2 d\nu}}{\Delta\nu \sqrt{t}}, \quad (8.9)$$

em que $\Delta\nu$ é a resolução espectral do instrumento.

8.2.2.4 Estimativa do sinal

A potência total no detector pode ser calculada como sendo:

$$S(\nu) = A\Omega E(\nu)(1 - \epsilon_m(\nu))[\Delta I_t + \Delta I_{RCF} + \Delta I_{nt} + \Delta I_d], \quad (8.10)$$

As simulações foram feitas usando os valores aproximados de 0,3 e 0,05 para $E(\nu)$ e ϵ_m , respectivamente, considerando-os constantes para toda a banda de frequência.

A simulação de medidas espectroscópicas para cada banda de frequência do OLIMPO foram obtidas a partir da expressão 8.10, utilizando um conjunto de valores de entrada (ou, do Inglês, *input*) para os parâmetros τ_T , kT_e , τ_D , ΔT_{RCF} e τ_{nt} , usando uma resolução espectral de 6 GHz. No caso das medidas fotométricas a expressão 8.10 é integrada na banda de frequência do instrumento. Um exemplo de cada tipo de medida, com as correspondentes barras de erro (Equações 8.8 e 8.9), são mostrados na Figura 8.7.

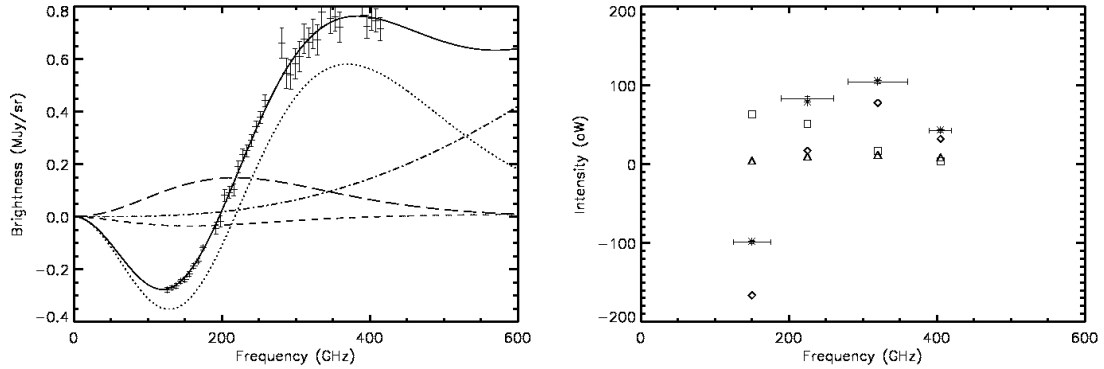


Figura 8.7 - Simulações de medidas espectroscópicas (esquerda) e fotométricas (direita) da LDV na direção de um dos aglomerados de Galáxias selecionados, com as respectivas barras de erro. A linha contínua (asteriscos) é o melhor ajuste para medidas espectroscópicas (fotométricas). As linhas pontilhada (diamantes), com pontos e traços (triângulos), de traços longos (quadrados) e tracejada correspondem ao efeito SZ térmico, poeira, RCF e componente não-térmica, respectivamente.

Fonte: Schillaci et al. (2014).

Para a estimativa dos parâmetros livres estas simulações foram repetidas 1000 vezes, adicionando erros calculados a partir de uma distribuição Gaussiana de média zero e

desvio padrão dado pelas expressões 8.8 e 8.9. O tempo de integração t utilizado foi de 4 horas para cada tipo de simulação. A Equação teórica 8.10 da soma das contribuições ao longo da LDV foi ajustada a cada uma das 1000 simulações, estimando para cada uma delas os valores de melhor ajuste (ou *best-fit*) de cada parâmetro livre a partir da minimização de χ^2 . A média e desvio padrão do conjunto de 1000 estimativas de cada parâmetro livre forneceram seus valores finais de melhor ajuste e correspondentes incertezas, respectivamente.

Todo este procedimento de simulação, ajuste e estimativa de valores de melhor ajuste dos parâmetros livres foi implementado em diferentes situações. Seus detalhes e respectivos resultados são descritos nas subseções a seguir.

8.2.3 Resultados da análise da largura da banda

A Equação 8.9 para os erros em medidas espectroscópicas mostram sua dependência com a largura da banda de frequência. Analisando dois casos em que as características do instrumento são as mesmas (por exemplo, $\epsilon_m(\nu)$, $E(\nu)$ e $\Delta\nu$) mas com diferentes larguras da bandas, esta equação mostra que bandas mais largas terão a vantagem de proporcionar um número maior de medidas, em contrapartida a valores maiores de erro.

Um teste inicial deste trabalho foi verificar qual destas configurações é a mais vantajosa: um conjunto maior de medidas espectroscópicas com elevados valores de erro, ou o reduzido número destas medidas associado a erros inferiores. Para tal foram testadas duas configurações de banda: 1) banda larga, com larguras de 50, 125, 35 e 30 GHz, totalizando 41 medidas; e 2) banda estreita, com larguras de 21.5, 20.6, 33.1 e 54.2 GHz, e 24 medidas. Para este primeiro teste as simulações foram realizadas considerando apenas as componentes SZ, ΔI_t , e poeira, ΔI_d , ou seja, a Equação 8.10 se reduz a

$$S(\nu) = A\Omega E(\nu)(1 - \epsilon_m(\nu))[\Delta I_t + \Delta I_d], \quad (8.11)$$

Neste caso foi usado um modelo mais simples para a emissão de poeira, dado por $\Delta I_d = A(\nu/\nu_0)^4$, sendo A a amplitude e $\nu_0 = 150 \text{ GHz}$, que é um valor típico para regiões de alta latitude Galáctica (MASI et al., 2006). Os parâmetros livres neste teste são y e A , cujos valores de entrada para as simulações são 1×10^{-4} e 600 Jy/sr, respectivamente.

Os valores finais de melhor ajuste (MA) da Equação 8.11 para os dois parâmetros

livres, nas configurações testadas, são apresentados na Tabela 8.2. Mesmo sendo pequenas as diferenças entre os valores de melhor ajuste nos dois casos, os resultados mostram que a configuração de banda estreita, cujos valores de erro são menores, resulta em estimativas mais acuradas dos parâmetros de aglomerados, ainda que o número de medidas seja menor.

Tabela 8.2 - Comparação entre duas configurações de largura de banda (larga e estreita) na estimativa de parâmetros a partir de simulações ao longo da linha de visada na direção de um aglomerado de galáxias.

Parâmetros	<i>input</i>	MA - banda larga	MA - banda estreita
$y(10^{-4})$	1	1 ± 0.006	1 ± 0.002
A (Jy/sr)	600	599 ± 50	600 ± 30

8.2.4 Resultados da combinação de medidas espectroscópicas e fotométricas

O instrumento OLIMPO irá operar em 4 bandas de frequência com elevada sensibilidade. No entanto, o número de bandas limita o potencial das medidas fotométricas na estimativa de parâmetros de aglomerados, permitindo a utilização de no máximo 4 parâmetros livres. Além disso, mesmo sendo medidas de alta qualidade a pequena quantidade delas resulta na baixa qualidade destas estimativas. Este fato foi testado e confirmado.

Por outro lado, o OLIMPO tem a vantagem de também realizar medidas espectroscópicas destes aglomerados acoplando um DFTS à frente do mesmo fotômetro, fornecendo um número maior de medidas e graus de liberdade, permitindo a estimativa de um número maior de parâmetros. A desvantagem deste tipo de medida é que sua sensibilidade é inferior em relação àquelas alcançadas com fotometria.

O objetivo principal desta segunda etapa do trabalho foi, portanto, avaliar o potencial das medidas espectroscópicas do OLIMPO na estimativa dos parâmetros de aglomerados de galáxias. Além disso foi analisada também a possibilidade de combinação das medidas espectroscópicas e fotométricas para melhorar as estimativas obtidas apenas com espectroscopia. Neste último caso a estimativa dos parâmetros é feita minimizando $\chi^2 = \chi_{fot}^2 + \chi_{esp}^2$, sendo χ_{fot}^2 proveniente de medidas fotométricas e χ_{esp}^2 de medidas espectroscópicas.

Esta análise foi realizada ajustando 5 (fixando o *momentum* mínimo p que descreve o

efeito SZ não-térmico) e 6 parâmetros livres e os resultados obtidos são apresentados na Tabela 8.3. Estes resultados confirmam o melhor desempenho das simulações espectroscópicas em estimar parâmetros de aglomerados. Além disso, a combinação destas medidas com as fotométricas pode melhorar ainda mais as estimativas destes parâmetros, reduzindo o bias inerente a eles.

Tabela 8.3 - Parâmetros estimados a partir das simulações ao longo da linha de visada na direção de um aglomerado de galáxias. S se refere às observações espectroscópicas (4 horas de integração) e S+P à combinação de observações espectroscópicas e fotométricas (2 + 2 horas).

Parâmetros	<i>input</i>	5 parâmetros		6 parâmetros	
		MA (S)	MA (S+P)	MA (S)	MA (S+P)
$100\tau_T$	1.70	1.74 ± 0.31	1.74 ± 0.30	1.76 ± 0.39	1.75 ± 0.30
kT_e (keV)	9.5	9.6 ± 1.7	9.6 ± 1.7	9.6 ± 1.8	9.6 ± 1.7
$10^6\tau_D$	1.85	1.85 ± 0.05	1.85 ± 0.14	1.86 ± 0.62	1.84 ± 0.18
$10^4\Delta T_{CMB}$	3.1	3.05 ± 0.79	3.07 ± 0.16	3.02 ± 0.78	3.03 ± 0.22
$10^4\tau_{nt}$	1.0	0.97 ± 1.29	1.00 ± 0.24	0.78 ± 4.76	0.92 ± 1.08
p (MeV/c)	1.0	-	-	28 ± 390	21 ± 147
χ^2/DOF	-	20,7/20	23,6/24	20,6/19	24,7/23

DOF: graus de liberdade.

9 RESUMO DOS RESULTADOS, CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Esta tese teve por principal objetivo estudar o campo de flutuações de temperatura da RCF sob duas diferentes abordagens: 1) analisando o sinal primordial em busca de possíveis desvios de Gaussianidade e 2) auxiliando na análise de missão de um instrumento dedicado à observação de flutuações de temperatura secundárias decorrentes do efeito SZ. Os capítulos anteriores descreveram o trabalho realizado em ambas as abordagens, bem como os resultados obtidos e principais conclusões. O presente capítulo visa resumir resultados e conclusões, além de apresentar perspectivas de possíveis desdobramentos destes trabalhos.

A primeira parte do trabalho de doutorado apresenta as etapas de desenvolvimento e teste de um estimador estatístico baseado em FMs e RNs, e desenvolvido com o propósito de buscar por um possível desvio de Gaussianidade na distribuição de temperatura da RCF. O estimador foi amplamente testado em conjuntos de dados sintéticos, divididos em classes de acordo com seu grau de NG primordial. Os resultados obtidos mostram que (NOVAES et al., 2014a):

- Dentre os quatro FMs, o Perímetro mostrou-se ser o mais sensível a sinais não-Gaussianos, sendo composto por um padrão mais facilmente reconhecido pelas RNs.
- O tamanho do conjunto de treinamento é um importante fator para eficiência da RN: quanto maior o número de mapas compondo este conjunto, melhor o desempenho da RN. Mas existe um determinado ponto de saturação, a partir do qual os resultados não mais apresentam melhora significativa.
- Tanto o uso de máscaras como a inclusão de ruído inhomogêneo não afetaram significativamente a eficiência do estimador que, por outro lado, sofreu influência do número de classes. Quanto maior o número de classes maior deve ser o conjunto de treinamento, bem como o número de neurônios utilizado.
- No caso testado, o estimador também se mostrou capaz de discriminar entre sinais não-Gaussianos primários e secundários de baixa amplitude.
- A aplicação do estimador aos mapas de RCF do Planck revelou sua imprecisão em classificá-los quando ao grau de NG. Ainda assim, os resultados mostram-se de acordo com as últimas análises realizadas pelas colabo-

rações WMAP e Planck ($f_{\text{NL}} = 38 \pm 18$; Bennett et al. (2013), Planck Collaboration (2014j)).

Em todos os testes em que o estimador foi aplicado a dados sintéticos, em que há controle sobre todos os componentes do sinal, o estimador mostrou-se muito sensível, inclusive a pequenas amplitudes de sinal não-Gaussiano primordial. No entanto, espera-se um desempenho menos preciso do estimador quando aplicado a dados cujos componentes não-Gaussianos (primários ou secundários) não estão presentes nos dados de treinamento da RN, o que explica os resultados obtidos de sua aplicação aos dados do Planck. Isso sugere que um treinamento que inclua outros tipos de sinal não-Gaussiano aos dados sintéticos levaria a uma análise mais eficiente dos mapas de RCF do Planck.

Estas conclusões levaram ao desenvolvimento da segunda etapa deste trabalho, que constitui uma evolução do estimador em dois aspectos (NOVAES et al., 2014b): 1) na forma como as saídas das RNs são tratadas, usando seus elementos para estimar diretamente os valores de f_{NL} dos mapas analisados (Equação 5.24), e 2) testando-o nos mais variados cenários, utilizando para isso dados contaminados tanto por ruído como por emissão Galáctica residual, de forma a reproduzir as características de dados reais, deixando-os mais compatíveis aos mapas do Planck.

Os resultados obtidos com os Testes #1 a 14 (Tabela 6.4 e 6.5) confirmaram o excelente desempenho do estimador. Isto é verificado com base nos baixos valores de desvio padrão da distribuição de \hat{f}_{NL} em comparação às mesmas quantidades calculadas a partir das distribuições de f_{NL} utilizadas como *input* para as simulações. Mesmo em cenários adversos (Tabela A.1), em que o estimador foi aplicado a conjuntos de dados sintéticos cujos valores f_{NL} eram diferentes daqueles considerados na simulação dos dados de treinamento da RN, além de sua contaminação por resíduos de emissão Galáctica com amplitude mais elevada, o estimador se mostrou bastante eficiente, alcançando $\sigma(\hat{f}_{\text{NL}}) \simeq 7$ mesmo nestas situações.

Apenas o Teste #15 apresentou uma maior dispersão no conjunto de valores \hat{f}_{NL} . No entanto, acredita-se que esta diferença seja devido à elevada amplitude do ruído tipo-*Commander-Ruler* em comparação aos outros três tipos de ruído considerados. Testes com um conjunto de treinamento maior mostrou que esta é uma forma de resolver o problema, além também da opção por aumentar o número de neurônios.

Por fim, utilizando as redes neurais que mais se adequavam à análise dos dados do Planck, treinadas utilizando dados sintéticos simulados de acordo com informações

fornechas em [Planck Collaboration \(2014c\)](#) a respeito da contaminação residual por sinais não-Gaussianos secundários esperada para estes mapas, foram obtidos os resultados apresentados na Tabela 6.6. É importante mencionar que as diferenças obtidas entre as estimativas realizadas para cada mapa de RCF do Planck é totalmente explicada pelo fato de terem sido utilizados diferentes conjuntos de dados de treinamento. Isto também leva à conclusão de que os mapas do Planck podem apresentar contaminação secundária maior que aquela considerada nas simulações, ou ainda, outros tipos de sinal não-Gaussiano primordial que não a local. Estes resultados confirmam ainda o mapa `Commander-Ruler` como sendo o mais contaminado dos quatro, enquanto o `SMICA` seria o mais limpo deles. Portanto, é possível concluir que estas estimativas, em especial aquela proveniente da análise do mapa `SMICA`, $\hat{f}_{\text{NL}} = 44 \pm 7$ (para um CL de 1σ), estão de acordo com os últimos resultados das análises de dados do Planck e WMAP-9 quanto ao sinal não-Gaussiano primordial do tipo local para grandes escalas angulares, além de apresentarem barras de erro significativamente inferiores.

Toda a experiência adquirida no desenvolvimento e aplicação deste estimador combinado, além dos diversos trabalhos disponíveis na literatura que utilizam estas ferramentas, sugere um bom potencial de uso em diferentes tipos de análises de NG. Ainda no contexto da análise do campo de temperatura primordial da RCF, a busca por sinais não-Gaussianos primordiais e sua distinção de contaminantes secundários, um dos desdobramentos possíveis em um pós-doutorado seria a análise dos efeitos causados pela presença de outros tipos de NG primordial e secundária em grandes escalas angulares (resolução de $N_{\text{SIDE}} = 512$). No caso de pequenas escalas angulares ($N_{\text{SIDE}} = 1024$ ou 2048), nossa análise pode ser refeita com menor custo computacional para regiões menores (céu incompleto), em que os efeitos de outros contaminantes (por exemplo o efeito SZ) deverão ser levados em conta.

A segunda abordagem desta tese teve como foco o efeito SZ, corresponde à distorção no espectro da RCF causada pela interação de seus fótons com o plasma ionizado de aglomerados de Galáxias. A independência deste sinal com a distância do aglomerado faz dele uma excelente ferramenta cosmológica. Com o propósito de observar o efeito SZ de um conjunto de aglomerados de galáxias com elevada sensibilidade e durante longos intervalos de tempo, o telescópio OLIMPO irá operar com base em um plano de voo cuidadosamente elaborado.

A contribuição deste trabalho à preparação para a missão do telescópio OLIMPO refere-se ao estudo do potencial de suas medidas fotométricas e espectroscópicas na

estimativa de parâmetros de aglomerados (SCHILLACI et al., 2014). A análise de simulações destas medidas permitiram confirmar que apenas quatro bandas fotométricas são insuficientes para medir mais que 4 parâmetros, enquanto que o uso de medidas espectroscópicas permite medir 5 ou 6 parâmetros. Além disso, foi mostrado também que estas estimativas podem ser ainda mais precisas quando as medidas espectroscópicas são combinadas às fotométricas. Estes resultados permitiram verificar que medidas espectroscópicas de baixa resolução do efeito SZ com o OLIMPO, em especial sua combinação com medidas fotométricas, são bastante promissoras para a separação do sinal dos componentes *foreground*.

Este é um dos trabalhos a serem realizados após o voo do telescópio, que deverá ocorrer em junho/julho de 2015. Outro ponto a se atacar é o estudo das propriedades físicas e a estimativa de parâmetros de alguns aglomerados observados tanto pelo OLIMPO como pelo satélite Planck. Com a comparação entre as observações seria possível obter uma descrição mais elaborada destes objetos, de forma a encontrar, ou refinar, relações de escala que melhor se ajustem aos dados, verificando ainda a possível evolução destas relações.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABRAMO, L. R.; PEREIRA, T. S. Testing gaussianity, homogeneity, and isotropy with the cosmic microwave background. **Advances in Astronomy**, v. 2010, 2010. ArXiv:1002.3173 [astro-ph.CO]. 11

AGHANIM, N.; MAJUMDAR, S.; SILK, J. Secondary anisotropies of the CMB. **Reports on Progress in Physics**, v. 71, n. 6, p. 066902, 2008. ArXiv:0711.0518 [astro-ph]. 62, 63, 64

ALBRECHT, A.; STEINHARDT, P. J. Cosmology for grand unified theories with radiatively induced symmetry breaking. **Physical Review Letters**, v. 48, p. 1220–1223, abr. 1982. 5

ALLEN, S. W.; EVRARD, A. E.; MANTZ, A. B. Cosmological parameters from observations of galaxy clusters. **Annual Review of Astronomy & Astrophysics**, v. 49, p. 409–470, 2011. ArXiv:1103.4829 [astro-ph.CO]. 131

ARNAUD, M.; PRATT, G. W.; PIFFARETTI, R.; BÖHRINGER, H.; CROSTON, J. H.; POINTECOUTEAU, E. The universal galaxy cluster pressure profile from a representative sample of nearby systems (recess) and the $y_{SZ} - m_{500}$ relation. **Astronomy & Astrophysics**, v. 517, p. A92, 2010. ArXiv:0910.1234 [astro-ph.CO]. 118, 119, 120

ARNOLD, K.; ADE, P. A. R.; ANTHONY, A. E.; AUBIN, F.; BOETTGER, D.; BORRILL, J.; CANTALUPO, C.; DOBBS, M. A.; ERRARD, J.; FLANIGAN, D.; GHRIBI, A.; HALVERSON, N.; HAZUMI, M.; HOLZAPFEL, W. L.; HOWARD, J.; HYLAND, P.; JAFFE, A.; KEATING, B.; KISNER, T.; KERMISH, Z.; LEE, A. T.; LINDER, E.; LUNGU, M.; MATSUMURA, T.; MILLER, N.; MENG, X.; MYERS, M.; NISHINO, H.; O'BRIENT, R.; O'DEA, D.; PAAR, H.; REICHARDT, C.; SCHANNING, I.; SHIMIZU, A.; SHIMMIN, C.; SHIMON, M.; SPIELER, H.; STEINBACH, B.; STOMPOR, R.; SUZUKI, A.; TOMARU, T.; TRAN, H. T.; TUCKER, C.; QUEALY, E.; RICHARDS, P. L.; ZAHN, O. **The POLARBEAR CMB polarization experiment**. 2010. 77411E-77411E-11 p. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1117/12.858314>>. 1

BABICH, D. Optimal estimation of non-Gaussianity. **Physical Review D**, v. 72, n. 4, p. 043003, ago. 2005. ArXiv:astro-ph/0503375. 71

- BABICH, D.; PIERPAOLI, E. Point source contamination in CMB non-Gaussianity analyses. **Physical Review D: Particles, Fields, Gravitation & Cosmology**, v. 77, n. 12, p. 123011, 2008. ArXiv:0803.1161 [astro-ph]. 121
- BARDEEN, J. M. Gauge-invariant cosmological perturbations. **Physical Review D: Particles, Fields, Gravitation & Cosmology**, v. 22, p. 1882–1905, 1980. 39
- BARSCHEL, C. **Structure Formation in the Universe: Dark matter - new experiments on particle physics and astrophysics**. 2007. Disponível em: <http://www1b.physik.rwth-aachen.de/~schael/Seminar%20SS07_files/>. Acesso em: 15 dezembro 2014. 23, 25
- BARTELMANN, M.; SCHNEIDER, P. Weak gravitational lensing. **Physics Reports**, v. 340, p. 291–472, jan. 2001. ArXiv:astro-ph/9912508. 121
- BARTLETT, J. G. Sz surveys are coming: What should we do? **arXiv:astro-ph/0606241**, 2006. 131
- BARTLETT, J. G.; AMRAM, P. Galactic free-free emission and $H\alpha$. **arXiv:astro-ph/9804330**, 1998. 59
- BARTOLO, N.; KOMATSU, E.; MATARRESE, S.; RIOTTO, A. Non-Gaussianity from inflation: theory and observations. **Physics Reports**, v. 402, p. 103–266, 2004. ArXiv:astro-ph/0406398. 5, 11, 31, 34, 35, 43
- BARTOLO, N.; MATARRESE, S.; PANTANO, O.; RIOTTO, A. Second-order matter perturbations in a Λ CDM cosmology and non-Gaussianity. **Classical and Quantum Gravity**, v. 27, n. 12, p. 124009, 2010. ArXiv:1002.3759 [astro-ph.CO]. 5
- BARTOLO, N.; MATARRESE, S.; RIOTTO, A. Non-Gaussianity and the cosmic microwave background anisotropies. **Advances in Astronomy**, v. 2010, 2010. ArXiv:1001.3957 [astro-ph.CO]. 5, 11, 48, 49, 62, 63
- BASHEER, I. A.; HAJMEER, M. Artificial neural networks: fundamentals, computing, design, and application. **Journal of Microbiological Methods**, v. 43, p. 3–31, 2000. 72, 74, 75, 76
- BAUMANN, D. Tasi lectures on inflation. **arXiv:0907.5424 [hep-th]**, 2009. 14, 15, 27, 28, 29, 30, 31, 34, 35, 38, 39
- _____. **The physics of inflation: a course for graduate students in particle physics and cosmology**. 2012. Disponível em:

<<http://www.damtp.cam.ac.uk/user/db275/TEACHING/INFLATION/>>. Acesso em: fevereiro 2015. 32, 34, 35, 39, 42, 43, 48

BENNETT, C. L.; HILL, R. S.; HINSHAW, G.; NOLTA, M. R.; ODEGARD, N.; PAGE, L.; SPERGEL, D. N.; WEILAND, J. L.; WRIGHT, E. L.; HALPERN, M.; JAROSIK, N.; KOGUT, A.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; TUCKER, G. S.; WOLLACK, E. First-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: foreground emission. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 148, p. 97–117, 2003. 55, 57, 58, 59

BENNETT, C. L.; LARSON, D.; WEILAND, J. L.; JAROSIK, N.; HINSHAW, G.; ODEGARD, N.; SMITH, K. M.; HILL, R. S.; GOLD, B.; HALPERN, M.; KOMATSU, E.; NOLTA, M. R.; PAGE, L.; SPERGEL, D. N.; WOLLACK, E.; DUNKLEY, J.; KOGUT, A.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; TUCKER, G. S.; WRIGHT, E. L. Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Final maps and results. **Astrophysical Journal, Supplement**, v. 208, p. 20, 2013. ArXiv:1212.5225 [astro-ph.CO]. 1, 2, 6, 11, 37, 50, 51, 55, 56, 99, 110, 131, 150

BENNETT, C. L.; SMOOT, G. F.; HINSHAW, G.; WRIGHT, E. L.; KOGUT, A.; AMICI, G. de; MEYER, S. S.; WEISS, R.; WILKINSON, D. T.; GULKIS, S.; JANSSEN, M.; BOGGESS, N. W.; CHENG, E. S.; HAUSER, M. G.; KELSALL, T.; MATHER, J. C.; MOSELEY JR., S. H.; MURDOCK, T. L.; SILVERBERG, R. F. Preliminary separation of galactic and cosmic microwave emission for the COBE differential microwave radiometer. **The Astrophysical Journal, Letters**, v. 396, p. L7–L12, 1992. 131

BERNUI, A.; OLIVEIRA, A. F.; PEREIRA, T. S. North-south non-gaussian asymmetry in planck CMB maps. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 10, p. 41, 2014. ArXiv:1404.2936 [astro-ph.CO]. 37, 65

BERNUI, A.; REBOUÇAS, M. J. Searching for non-Gaussianity in the WMAP data. **Physical Review D: Particles, Fields, Gravitation & Cosmology**, v. 79, n. 6, p. 063528, 2009. ArXiv:0806.3758 [astro-ph]. 6, 65

BERNUI, A.; TSALLIS, C.; VILLELA, T. Deviation from Gaussianity in the cosmic microwave background temperature fluctuations. **EPL (Europhysics Letters)**, v. 78, p. 19001, 2007. ArXiv:astro-ph/0703708. 37, 65

BERSANELLI, M.; MAINO, D.; MENNELLA, A. Anisotropies of the cosmic microwave background. **Nuovo Cimento Rivista Serie**, v. 25, n. 9, p. 1–82, 2002. ArXiv:astro-ph/0209215. 20

BHATTACHARYA, S.; KOSOWSKY, A. Dark energy constraints from galaxy cluster peculiar velocities. **Physical Review D: Particles, Fields, Gravitation & Cosmology**, v. 77, n. 8, p. 083004, 2008. ArXiv:0712.0034 [astro-ph]. 120

BIRKINSHAW, M. The Sunyaev-Zel'dovich effect. **Physics Reports**, v. 310, p. 97–195, 1999. ArXiv:astro-ph/9808050. 116, 117, 121, 122

BISHOP, C. M. **Neural Networks for Pattern Recognition**. New York, USA: Oxford University Press, 1995. 74, 77

BLEEM, L. E.; STALDER, B.; HAAN, T. de; AIRD, K. A.; ALLEN, S. W.; APLEGATE, D. E.; ASHBY, M. L. N.; BAUTZ, M.; BAYLISS, M.; BENSON, B. A.; BOCQUET, S.; BRODWIN, M.; CARLSTROM, J. E.; CHANG, C. L.; CHIU, I.; CHO, H. M.; CLOCCHIATTI, A.; CRAWFORD, T. M.; CRITES, A. T.; DESAI, S.; DIETRICH, J. P.; DOBBS, M. A.; FOLEY, R. J.; FORMAN, W. R.; GEORGE, E. M.; GLADDERS, M. D.; GONZALEZ, A. H.; HALVERSON, N. W.; HENNIG, C.; HOEKSTRA, H.; HOLDER, G. P.; HOLZAPFEL, W. L.; HRUBES, J. D.; JONES, C.; KEISLER, R.; KNOX, L.; LEE, A. T.; LEITCH, E. M.; LIU, J.; LUEKER, M.; LUONG-VAN, D.; MANTZ, A.; MARRONE, D. P.; MCDONALD, M.; MCMAHON, J. J.; MEYER, S. S.; MOCANU, L.; MOHR, J. J.; MURRAY, S. S.; PADIN, S.; PRYKE, C.; REICHARDT, C. L.; REST, A.; RUEL, J.; RUHL, J. E.; SALIWANCHIK, B. R.; SARO, A.; SAYRE, J. T.; SCHAFFER, K. K.; SCHRABBACK, T.; SHIROKOFF, E.; SONG, J.; SPIELER, H. G.; STANFORD, S. A.; STANISZEWSKI, Z.; STARK, A. A.; STORY, K. T.; STUBBS, C. W.; VANDERLINDE, K.; VIEIRA, J. D.; VIKHLININ, A.; WILLIAMSON, R.; ZAHN, O.; ZENTENO, A. Galaxy clusters discovered via the Sunyaev-Zel'dovich effect in the 2500-square-degree spt-sz survey. **arXiv:astro-ph/1409.0850**, 2014. 125

BRADT, H. **Astrophysics Processes**. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 2008. Primeira edição. 58

BURIGANA, C. Sunyaev-Zeldovich and cosmic microwave background. In: **Proceedings of the First MCCT-SKADS Training School**. [S.l.]: PoS MCCT-SKADS, 2007. p. 13. ArXiv:astro-ph/0712.4352. 114

CAI, Y.-C.; COLE, S.; JENKINS, A.; FRENK, C. S. Full-sky map of the isw and rees-sciama effect from gpc simulations. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 407, p. 201–224, 2010. ArXiv:1003.0974 [astro-ph.CO]. 63

CARDOSO, J.-F.; MARTIN, M.; DELABROUILLE, J.; BETOULE, M.; PATANCHON, G. Component separation with flexible models. application to the separation of astrophysical emissions. **arXiv:0803.1814 [astro-ph]**, 2008. 84

CARLSTROM, J. E. **Measurements of Arcminute Scale Anisotropy with the BIMA Array**. 2002. Disponível em: <http://cosmology.berkeley.edu/group/swlh/bima_anisotropy/science/>. Acesso em: 16 dezembro 2014. 125

CARLSTROM, J. E.; ADE, P. A. R.; AIRD, K. A.; BENSON, B. A.; BLEEM, L. E.; BUSETTI, S.; CHANG, C. L.; CHAUVIN, E.; CHO, H.-M.; CRAWFORD, T. M.; CRITES, A. T.; DOBBS, M. A.; HALVERSON, N. W.; HEIMSATH, S.; HOLZAPFEL, W. L.; HRUBES, J. D.; JOY, M.; KEISLER, R.; LANTING, T. M.; LEE, A. T.; LEITCH, E. M.; LEONG, J.; LU, W.; LUEKER, M.; LUONG-VAN, D.; MCMAHON, J. J.; MEHL, J.; MEYER, S. S.; MOHR, J. J.; MONTROY, T. E.; PADIN, S.; PLAGGE, T.; PRYKE, C.; RUHL, J. E.; SCHAFFER, K. K.; SCHWAN, D.; SHIROKOFF, E.; SPIELER, H. G.; STANISZEWSKI, Z.; STARK, A. A.; TUCKER, C.; VANDERLINDE, K.; VIEIRA, J. D.; WILLIAMSON, R. The 10 meter south pole telescope. **Public. of the Astron. Society of the Pacific**, v. 123, p. 568–581, maio 2011. ArXiv:0907.4445. 7

CARLSTROM, J. E.; HOLDER, G. P.; REESE, E. D. Cosmology with the Sunyaev-Zel'dovich effect. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 40, p. 643–680, 2002. ArXiv:astro-ph/0208192. 7, 113, 114, 115, 116, 121, 123, 124

CARLSTROM, J. E.; JOY, M. K.; GREGO, L.; HOLDER, G. P.; HOLZAPFEL, W. L.; MOHR, J. J.; PATEL, S.; REESE, E. D. Imaging the Sunyaev-Zel'dovich effect. **Physica Scripta Volume T**, v. 85, p. 148, 2000. ArXiv:astro-ph/9905255. 124

CARVALHO, A. R. **Uso de redes neurais otimizadas para recuperação do perfil de concentração de gases traço atmosféricos a partir de dados de satélites**. 208 p. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2011-06-27 2011. Disponível em:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m19/2011/06.06.12.20>>. Acesso em: 27 mar. 2015. 72, 74, 76

CASAPONSA, B.; BARREIRO, R. B.; CURTO, A.; MARTÍNEZ-GONZÁLEZ, E.; VIELVA, P. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe 7-yr constraints on f_{NL} with a fast wavelet estimator. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 411, p. 2019–2025, 2011. ArXiv:1009.0632 [astro-ph.CO]. 52

CASAPONSA, B.; BARREIRO, R. B.; MARTÍNEZ-GONZALEZ, E.; Curto, A.; Bridges, M.; Hobson, M. P. Exploring local f_{NL} estimators based on the binned bispectrum. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 434, p. 796–805, 2013. ArXiv:1305.0671 [astro-ph.CO]. 65

CASAPONSA, B.; BRIDGES, M.; CURTO, A.; BARREIRO, R. B.; HOBSON, M. P.; MARTÍNEZ-GONZÁLEZ, E. Constraints on f_{NL} from Wilkinson Microwave Anisotropy Probe 7-year data using a neural network classifier. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 416, p. 457–464, 2011. ArXiv:1105.6116 [astro-ph.CO]. 6, 37, 52, 65, 81, 82, 110

CAVALIERE, A.; FUSCO-FEMIANO, R. X-rays from hot plasma in clusters of galaxies. **Astronomy & Astrophysics**, v. 49, p. 137–144, 1976. 117

_____. The distribution of hot gas in clusters of galaxies. **Astronomy & Astrophysics**, v. 70, p. 677–684, 1978. 117

CHAMBALLU, A.; BARTLETT, J. G.; MELIN, J.-B. The planck sz cluster catalog: Expected x-ray properties. **arXiv:astro-ph/1007.3193**, 2010. ArXiv:1007.3193 [astro-ph.CO]. 131

CHEN, X. Primordial non-gaussianities from inflation models. **Advances in Astronomy**, v. 2010, p. 72, 2010. ArXiv:1002.1416 [astro-ph.CO]. 5, 35

CHIANG, L.-Y.; NASELSKY, P. D.; COLES, P. Departure from Gaussianity of the cosmic microwave background temperature anisotropies in the three-year WMAP data. **The Astrophysical Journal**, v. 664, p. 8–13, 2007. ArXiv:astro-ph/0603662. 37, 65

CHINGANGBAM, P.; PARK, C. Residual foreground contamination in the wmap data and bias in non-Gaussianity estimation. **arXiv:astro-ph/1210.2250**, 2012. 49

CHINGANGBAM, P.; PARK, C.; YOGENDRAN, K. P.; WEYGAERT, R. van de. Hot and cold spot counts as probes of non-Gaussianity in the cosmic microwave background. **The Astrophysical Journal**, 2012. **65**, 79

CLAPP, A. C.; DEVLIN, M. J.; GUNDERSEN, J. O.; HAGMANN, C. A.; HRISTOV, V. V.; LANGE, A. E.; LIM, M.; LUBIN, P. M.; MAUSKOPF, P. D.; MEINHOLD, P. R.; RICHARDS, P. L.; SMOOT, G. F.; TANAKA, S. T.; TIMBIE, P. T.; WUENSCHÉ, C. A. Measurements of anisotropy in the cosmic microwave background radiation at degree angular scales near the stars sigma herculis and iota draconis. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 433, p. L57–L60, 1994. **1**

COLAFRANCESCO, S.; MARCHEGIANI, P.; PALLADINO, E. The non-thermal Sunyaev-Zel'dovich effect in clusters of galaxies. **Astronomy & Astrophysics**, v. 397, p. 27–52, jan. 2003. ArXiv:astro-ph/0211649. **116**, **117**

COLES, P. Large-scale structure, theory and statistics. In: **Phase Transitions in the Early Universe: Theory and Observations**. The Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 2001. p. 217. ISBN 1-4020-0056. **23**, **24**

COLES, P.; LUCCHIN, F. **Cosmology: The origin and evolution of cosmic structure**. England: Wiley-VCH, 2002. Second Edition, by Peter Coles, Francesco Lucchin, pp. 512. ISBN 0-471-48909-3. **4**, **13**, **25**

COLLESS, M.; DALTON, G.; MADDOX, S.; SUTHERLAND, W.; NORBERG, P.; COLE, S.; BLAND-HAWTHORN, J.; BRIDGES, T.; CANNON, R.; COLLINS, C.; COUCH, W.; CROSS, N.; DEELEY, K.; PROPRIIS, R. D.; DRIVER, S. P.; EFSTATHIOU, G.; ELLIS, R. S.; FRENK, C. S.; GLAZEBROOK, K.; JACKSON, C.; LAHAV, O.; LEWIS, I.; LUMSDEN, S.; MADGWICK, D.; PEACOCK, J. A.; PETERSON, B. A.; PRICE, I.; SEABORNE, M.; TAYLOR, K. The 2df galaxy redshift survey: spectra and redshifts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 328, p. 1039–1063, dez. 2001. ArXiv:astro-ph/0106498. **11**

CONVERSI, L.; FIADINO, P.; BERNARDIS, P. de; MASI, S. Extracting cosmological signals from foregrounds in deep mm maps of the sky. **Astronomy & Astrophysics**, v. 524, p. A7, dez. 2010. ArXiv:1009.2865 [astro-ph.CO]. **133**, **134**

CUNHA, J. V.; MARASSI, L.; LIMA, J. A. S. Constraining h_0 from the Sunyaev-Zel'dovich effect, galaxy cluster x-ray data and baryon oscillations.

Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 379, p. L1–L5, 2007. ArXiv:astro-ph/0611934. 122, 123

CURTO, A.; MARTÍNEZ-GONZÁLEZ, E.; BARREIRO, R. B. On the optimality of the spherical mexican hat wavelet estimator for the primordial non-Gaussianity. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 412, p. 1038–1046, 2011. ArXiv:1007.2181 [astro-ph.CO]. 37, 48, 53, 65

DAME, T. M.; HARTMANN, D.; THADDEUS, P. The milky way in molecular clouds: A new complete co survey. **The Astrophysical Journal**, v. 547, p. 792–813, 2001. ArXiv:astro-ph/0009217. 60

DAVIES, R. D.; WILKINSON, A. Synchrotron emission from the galaxy. **arXiv:astro-ph/9804208**, 1998. 57, 58

DE BERNARDIS, P. **Dispense del corso di laboratorio di Astrofisica**. Roma, Itália: Università di Roma La Sapienza, Dipartimento di Fisica, Ufficio Dispense, 1992–93. Disponível em: http://www.phys.uniroma1.it/DipWeb/web_disp/d5/index.html. 143

DE BERNARDIS, P.; COLAFRANCESCO, S.; D’ALESSANDRO, G.; LAMAGNA, L.; MARCHEGIANI, P.; MASI, S.; SCHILLACI, A. Low-resolution spectroscopy of the Sunyaev-Zel’dovich effect and estimates of cluster parameters. **Astronomy & Astrophysics**, v. 538, p. A86, 2012. ArXiv:1111.4588 [astro-ph.CO]. 116, 136, 138, 142, 143

DE OLIVEIRA-COSTA, A.; TEGMARK, M.; GAENSLER, B. M.; JONAS, J.; LANDECKER, T. L.; REICH, P. A model of diffuse galactic radio emission from 10 mhz to 100 ghz. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 388, p. 247–260, 2008. ArXiv:0802.1525 [astro-ph]. 57

DELABROUILLE, J.; CARDOSO, J.-F.; JEUNE, M. L.; BETOULE, M.; FAY, G.; GUILLOUX, F. A full sky, low foreground, high resolution CMB map from WMAP. **Astronomy & Astrophysics**, v. 493, p. 835–857, jan. 2009. ArXiv:0807.0773 [astro-ph]. 84

Devlin, M. J.; Clapp, A. C.; Gundersen, J. O.; Haggmann, C. A.; Hristov, V. V.; Lange, A. E.; Lim, M. A.; Lubin, P. M.; Mauskopf, P. D.; Meinhold, P. R.; Richards, P. L.; Smoot, G. F.; Tanaka, S. T.; Timbie, P. T.; Wuensche, C. A. Measurements of anisotropy in the cosmic microwave background radiation at 0.5 deg angular scales near the star gamma ursae minoris. **The Astrophysical Journal Supplement**, v. 430, p. L1–L4, 1994. ArXiv:astro-ph/9404036. 1

- DIEGO, J. H.; HERRANZ. Observing high-redshift galaxy clusters through lensing of the ostriker-vishniac effect. **Astron. Soc.**, v. 383, p. 791–802, 2008. [64](#)
- DUCOUT, A.; BOUCHET, F. R.; COLOMBI, S.; POGOSYAN, D.; PRUNET, S. Non-Gaussianity and minkowski functionals: forecasts for planck. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 429, p. 2104–2126, 2013. ArXiv:1209.1223 [astro-ph.CO]. [6](#), [70](#), [79](#), [80](#), [88](#)
- ELSNER, F.; WANDEL, B. D. Improved simulation of non-gaussian temperature and polarization cosmic microwave background maps. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 184, p. 264–270, 2009. ArXiv:0909.0009 [astro-ph.CO]. [86](#)
- ERIKSEN, H. K.; DICKINSON, C.; LAWRENCE, C. R.; BACCIGALUPI, C.; BANDAY, A. J.; GÓRSKI, K. M.; HANSEN, F. K.; LILJE, P. B.; PIERPAOLI, E.; SEIFFERT, M. D.; SMITH, K. M.; VANDERLINDE, K. Cosmic microwave background component separation by parameter estimation. **The Astrophysical Journal**, v. 641, p. 665–682, 2006. ArXiv:astro-ph/0508268. [84](#)
- ERIKSEN, H. K.; JEWELL, J. B.; DICKINSON, C.; BANDAY, A. J.; GÓRSKI, K. M.; LAWRENCE, C. R. Joint bayesian component separation and CMB power spectrum estimation. **The Astrophysical Journal**, v. 676, p. 10–32, 2008. ArXiv:0709.1058 [astro-ph]. [84](#)
- ERIKSEN, H. K.; NOVIKOV, D. I.; LILJE, P. B.; BANDAY, A. J.; GÓRSKI, K. M. Testing for non-Gaussianity in the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe data: Minkowski functionals and the length of the skeleton. **The Astrophysical Journal**, v. 612, p. 64–80, 2004. ArXiv:astro-ph/0401276. [65](#), [68](#), [70](#)
- FANTAYE, Y.; HANSEN, F.; MAINO, D.; MARINUCCI, D. Cosmological applications of the gaussian kinematic formula. **arXiv:1406.5420 [astro-ph.IM]**, 2014. ArXiv:1406.5420 [astro-ph.IM]. [69](#)
- FARESE, P. C.; DALL’OGLIO, G.; GUNDERSEN, J.; KEATING, B.; KLAWIKOWSKI, S.; KNOX, L.; LEVY, A.; O’DELL, C.; PEEL, A.; PICCIRILLO, L.; RUHL, J.; TIMBIE, P. Compass: an instrument for measuring the polarization of the CMB on intermediate angular scales. **New Astronomy Reviews**, v. 47, p. 1033–1046, dez. 2003. ArXiv:astro-ph/0305608. [1](#)
- FAUSTINO, C. P. **Previsão de Séries Temporais via Modelos Baseados em Regras**. 128 p. Dissertação de Mestrado em Ciências e Tecnologia da Computação — Universidade Federal de Itajubá - UNIFEI, Itajubá, MG, 2011. [77](#)

FAUSTINO, C. P.; NOVAES, C. P.; PINHEIRO, C. A. M.; CARPINTEIRO, O. A. Improving the performance of fuzzy rules-based forecasters through application of fcm algorithm. **Artificial Intelligence Review**, v. 41, p. 287–300, 2012. 72, 77

FERGUSON, J. R. Efficient optimal non-gaussian CMB estimators with polarization. **Physical Review D: Particles, Fields, Gravitation & Cosmology**, v. 90, n. 4, p. 043533, ago. 2014. 52

FERGUSON, J. R.; LIGUORI, M.; SHELLARD, E. P. S. The CMB bispectrum. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 12, p. 32, dez. 2012. ArXiv:1006.1642 [astro-ph.CO]. 6, 37, 65

FERGUSON, J. R.; SHELLARD, E. P. S. Primordial non-Gaussianity and the CMB bispectrum. **Physical Review D**, v. 76, n. 8, p. 083523, 2007. ArXiv:astro-ph/0612713. 42, 44

FERNÁNDEZ-COBOS, R.; VIELVA, P.; BARREIRO, R. B.; MARTÍNEZ-GONZÁLEZ, E. Multiresolution internal template cleaning: an application to the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe 7-yr polarization data. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 420, p. 2162–2169, 2012. ArXiv:1106.2016 [astro-ph.CO]. 84

FERRIÈRE, K. M. The interstellar environment of our galaxy. **Reviews of Modern Physics**, v. 73, p. 1031–1066, 2001. ArXiv:astro-ph/0106359. 60

FILIPPIS, E. D.; SERENO, M.; BAUTZ, M. W.; LONGO, G. Measuring the three-dimensional structure of galaxy clusters. i. application to a sample of 25 clusters. **Astrophysical Journal**, v. 625, p. 108–120, maio 2005. ArXiv:astro-ph/0502153. xviii, 123

FOWLER, J. W.; NIEMACK, M. D.; DICKER, S. R.; ABOOBAKER, A. M.; ADE, P. A. R.; BATTISTELLI, E. S.; DEVLIN, M. J.; FISHER, R. P.; HALPERN, M.; HARGRAVE, P. C.; HINCKS, A. D.; KAUL, M.; KLEIN, J.; LAU, J. M.; et al. Optical design of the atacama cosmology telescope and the millimeter bolometric array camera. **Applied Optics**, v. 46, p. 3444–3454, 2007. ArXiv:astro-ph/0701020. 7

FRANCIS, C. **Structure formation in the linear regime**. 2006. Disponível em: <www.roe.ac.uk/ifa/postgrad/pedagogy/2006_francis.ps.gz>. Acesso em: 20 novembro 2014. 23, 24, 25

FREIMAN, J. P. **Utilização de redes neurais artificiais na previsão de indicadores financeiros para avaliação econômica de negócios em situação de risco**. 91 p. Dissertação de Mestrado em Ciências em Engenharia de Produção) — Universidade Federal de Itajubá - UNIFEI, Itajubá, MG, 2004. 74

GAWISER, E.; SILK, J. The cosmic microwave background radiation. **Physics Reports**, v. 333, p. 245–267, ago. 2000. ArXiv:astro-ph/0002044. 12

GAY, C.; PICHON, C.; POGOSYAN, D. Non-gaussian statistics of critical sets in 2d and 3d: Peaks, voids, saddles, genus, and skeleton. **Physical Review D: Particles, Fields, Gravitation & Cosmology**, v. 85, n. 2, p. 023011, jan. 2012. ArXiv:1110.0261 [astro-ph.CO]. 65, 79

GAZTAÑAGA, E.; MANERA, M.; MULTAMÄKI, T. New light on dark cosmos. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 365, p. 171–177, jan. 2006. ArXiv:astro-ph/0407022. 63

GISPERT, R.; LAGACHE, G.; PUGET, J. L. Implications of the cosmic infrared background for light production and the star formation history in the universe. **Astronomy & Astrophysics**, v. 360, p. 1–9, ago. 2000. ArXiv:astro-ph/0005554. 61

GOLD, B.; ODEGARD, N.; WEILAND, J. L.; HILL, R. S.; KOGUT, A.; BENNETT, C. L.; HINSHAW, G.; CHEN, X.; DUNKLEY, J.; HALPERN, M.; JAROSIK, N.; KOMATSU, E.; LARSON, D.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; NOLTA, M. R.; PAGE, L.; SMITH, K. M.; SPERGEL, D. N.; TUCKER, G. S.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Galactic foreground emission. **The Astrophysical Journal, Supplement**, v. 192, p. 15, 2011. ArXiv:1001.4555 [astro-ph.GA]. 62

GONÇALVES, A. R. **Redes Neurais Artificiais**. 2010. Disponível em: <http://www-users.cs.umn.edu/~andre/arquivos/pdfs/redes_neurais.pdf>. Acesso em: 12 novembro 2012. 72, 73

GÓRSKI, K. M.; HIVON, E.; BANDAY, A. J.; WANDEL, B. D.; HANSEN, F. K.; REINECKE, M.; BARTELMANN, M. Healpix: A framework for high-resolution discretization and fast analysis of data distributed on the sphere. **The Astrophysical Journal**, v. 622, p. 759–771, 2005. ArXiv:astro-ph/0409513. 70

GOTT III, J. R.; PARK, C.; JUSZKIEWICZ, R.; BIES, W. E.; BENNETT, D. P.; BOUCHET, F. R.; STEBBINS, A. Topology of microwave background fluctuations - theory. **The Astrophysical Journal**, v. 352, p. 1–14, 1990. 80

GREGO, L.; CARLSTROM, J. E.; REESE, E. D.; HOLDER, G. P.; HOLZAPFEL, W. L.; JOY, M. K.; MOHR, J. J.; PATEL, S. Galaxy cluster gas mass fractions from Sunyaev-Zeldovich effect measurements: Constraints on Ω_M . **The Astrophysical Journal**, v. 552, p. 2–14, maio 2001. ArXiv:astro-ph/0012067. 124

GUTH, A. H. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. **Physical Review D**, v. 23, p. 347–356, jan. 1981. 5, 11, 12, 27

HADWIGER, H. Ueber eibereiche mit gemeinsamer treffgeraden. **Portugal Math.**, v. 16, p. 23–29, 1957. 66

HAND, N.; ADDISON, G. E.; AUBOURG, E.; BATTAGLIA, N.; BATTISTELLI, E. S.; BIZYAEV, D.; BOND, J. R.; BREWINGTON, H.; BRINKMANN, J.; BROWN, B. R.; DAS, S.; DAWSON, K. S.; DEVLIN, M. J.; DUNKLEY, J.; DUNNER, R.; EISENSTEIN, D. J.; FOWLER, J. W.; GRALLA, M. B.; HAJIAN, A.; HALPERN, M.; HILTON, M.; HINCKS, A. D.; HLOZEK, R.; HUGHES, J. P.; INFANTE, L.; IRWIN, K. D.; KOSOWSKY, A.; LIN, Y.-T.; MALANUSHENKO, E.; MALANUSHENKO, V.; MARRIAGE, T. A.; MARSDEN, D.; MENANTEAU, F.; MOODLEY, K.; NIEMACK, M. D.; NOLTA, M. R.; ORAVETZ, D.; PAGE, L. A.; PALANQUE-DELABROUILLE, N.; PAN, K.; REESE, E. D.; SCHLEGEL, D. J.; SCHNEIDER, D. P.; SEHGAL, N.; SHELDEN, A.; SIEVERS, J.; SIFÓN, C.; SIMMONS, A.; SNEDDEN, S.; SPERGEL, D. N.; STAGGS, S. T.; SWETZ, D. S.; SWITZER, E. R.; TRAC, H.; WEAVER, B. A.; WOLLACK, E. J.; YECHE, C.; ZUNCKEL, C. Evidence of galaxy cluster motions with the kinematic Sunyaev-Zel'dovich effect. **Physical Review Letters**, v. 109, n. 4, p. 041101, 2012. ArXiv:1203.4219 [astro-ph.CO]. 127

HASSEFIELD, M.; HILTON, M.; MARRIAGE, T. A.; ADDISON, G. E.; BARRIENTOS, L. F.; BATTAGLIA, N.; BATTISTELLI, E. S.; BOND, J. R.; CRICHTON, D.; DAS, S.; DEVLIN, M. J.; DICKER, S. R.; DUNKLEY, J.; DÜNNER, R.; FOWLER, J. W.; GRALLA, M. B.; HAJIAN, A.; HALPERN, M.; HINCKS, A. D.; HLOZEK, R.; HUGHES, J. P.; INFANTE, L.; IRWIN, K. D.; KOSOWSKY, A.; MARSDEN, D.; MENANTEAU, F.; MOODLEY, K.; NIEMACK, M. D.; NOLTA, M. R.; PAGE, L. A.; PARTRIDGE, B.; REESE, E. D.; SCHMITT, B. L.; SEHGAL, N.; SHERWIN, B. D.; SIEVERS, J.; SIFÓN,

C.; SPERGEL, D. N.; STAGGS, S. T.; SWETZ, D. S.; SWITZER, E. R.; THORNTON, R.; TRAC, H.; WOLLACK, E. J. The atacama cosmology telescope: Sunyaev-Zel'dovich selected galaxy clusters at 148 ghz from three seasons of data. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 7, p. 8, 2013. ArXiv:1301.0816 [astro-ph.CO]. [xix](#), [129](#)

HAYKIN, S. **Neural Network: A comprehensive foundation**. Nova Jersey, EUA: Pearson Prentice Hall, 2005. Second Edition. [72](#), [74](#), [76](#), [77](#)

HIKAGE, C.; MATSUBARA, T. Limits on second-order non-Gaussianity from minkowski functionals of WMAP 7-year data. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 425, p. 2187–2196, 2012. ArXiv:1207.1183 [astro-ph.CO]. [52](#), [65](#), [71](#)

HIKAGE, C.; MATSUBARA, T.; COLES, P.; LIGUORI, M.; HANSEN, F. K.; MATARRESE, S. Limits on primordial non-Gaussianity from minkowski functionals of the WMAP temperature anisotropies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 389, p. 1439–1446, 2008. ArXiv:0802.3677 [astro-ph]. [71](#), [94](#)

HINSHAW, G.; LARSON, D.; KOMATSU, E.; SPERGEL, D. N.; BENNETT, C. L.; DUNKLEY, J.; NOLTA, M. R.; HALPERN, M.; HILL, R. S.; ODEGARD, N.; PAGE, L.; SMITH, K. M.; WEILAND, J. L.; GOLD, B.; JAROSIK, N.; KOGUT, A.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; TUCKER, G. S.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Cosmological parameter results. **The Astrophysical Journal, Supplement**, v. 208, p. 19, 2013. ArXiv:1212.5226 [astro-ph.CO]. [1](#), [2](#), [120](#)

HINSHAW, G.; NOLTA, M. R.; BENNETT, C. L.; BEAN, R.; DORÉ, O.; GREASON, M. R.; HALPERN, M.; HILL, R. S.; JAROSIK, N.; KOGUT, A.; KOMATSU, E.; LIMON, M.; ODEGARD, N.; MEYER, S. S.; PAGE, L.; PEIRIS, H. V.; SPERGEL, D. N.; TUCKER, G. S.; VERDE, L.; WEILAND, J. L.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Three-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Temperature analysis. **The Astrophysical Journal, Supplement**, v. 170, p. 288–334, 2007. ArXiv:astro-ph/0603451. [57](#)

HOLANDA, R. F. L.; CUNHA, J. V.; MARASSI, L.; LIMA, J. A. S. Constraining h_0 in general dark energy models from Sunyaev-Zeldovich/x-ray technique and complementary probes. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2, p. 35, 2012. ArXiv:1006.4200. [122](#)

HU, W. CMB anisotropies: A decadal survey. In: K. SATO AND M. KAWASAKI, 4., 1999, University of Tokyo. **Birth and Evolution of the Universe, proceedings of the 4th RESCEU International Symposium**. Tokyo, Japan: Universal Academy Press, 2001. p. 131. ArXiv:astro-ph/0002520. 16, 17, 18, 19

_____. Lecture notes on CMB theory: From nucleosynthesis to recombination. **arXiv:astro-ph/0802.3688**, 2008. ArXiv:0802.3688 [astro-ph]. 17, 18, 19, 22

HU, W.; DODELSON, S. Cosmic microwave background anisotropies. **Annual Review of Astronomy & Astrophysics**, v. 40, p. 171–216, 2002. ArXiv:astro-ph/0110414. 3, 16, 17, 18, 21, 22

HU, W.; SUGIYAMA, N.; SILK, J. The physics of microwave background anisotropies. **Nature**, v. 386, p. 37–43, mar. 1997. 20, 22

HU, W. T. **Wandering in the Background: A Cosmic Microwave Background Explorer**. 204 p. Ph.D. thesis of Philosophy in Physics — University of California at Berkeley, Berkeley, California, USA, 1995. 16, 18, 19, 22

ICHIKI, K. CMB foreground: A concise review. **Prog. Theor. Exp. Phys.**, v. 06, 2014. 57, 58, 59, 61

JACKSON, J. D. **Classical Electrodynamics**. United States of America: John Wiley & Sons, Inc., 1998. 3rd edition. 4

JAROSIK, N.; BENNETT, C. L.; DUNKLEY, J.; GOLD, B.; GREASON, M. R.; HALPERN, M.; HILL, R. S.; HINSHAW, G.; KOGUT, A.; KOMATSU, E.; LARSON, D.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; NOLTA, M. R.; ODEGARD, N.; PAGE, L.; SMITH, K. M.; SPERGEL, D. N.; TUCKER, G. S.; WEILAND, J. L.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Sky maps, systematic errors, and basic results. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 192, p. 14, 2011. ArXiv:1001.4744 [astro-ph.CO]. 1

JONES, D. H.; SAUNDERS, W.; COLLESS, M.; READ, M. A.; PARKER, Q. A.; WATSON, F. G.; CAMPBELL, L. A.; BURKEY, D.; MAUCH, T.; MOORE, L.; HARTLEY, M.; CASS, P.; JAMES, D.; RUSSELL, K.; FIEGERT, K.; DAWE, J.; HUCHRA, J.; JARRETT, T.; LAHAV, O.; LUCEY, J.; MAMON, G. A.; PROUST, D.; SADLER, E. M.; WAKAMATSU, K.-i. The 6df galaxy survey: samples, observational techniques and the first data release. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 355, p. 747–763, dez. 2004. ArXiv:astro-ph/0403501. 11

JUIN, J. B.; YVON, D.; RÉFRÉGIER, A.; YÈCHE, C. Cosmology with wide-field sz cluster surveys: selection and systematic effects. **Astronomy & Astrophysics**, v. 465, p. 57–65, 2007. 131

KERSCHER, M.; SCHMALZING, J.; RETZLAFF, J.; BORGANI, S.; BUCHERT, T.; GOTTLOBER, S.; MULLER, V.; PLIONIS, M.; WAGNER, H. Minkowski functionals of abell/aco clusters. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 284, p. 73–84, jan. 1997. ArXiv:astro-ph/9606133. 66

KHOURY, J.; OVRUT, B. A.; STEINHARDT, P. J.; TUROK, N. Ekpyrotic universe: Colliding branes and the origin of the hot big bang. **Physical Review D**, v. 64, n. 12, p. 123522, dez. 2001. Hep-th/0103239. 36

KODAMA, H.; SASAKI, M. Cosmological perturbation theory. **Progress of Theoretical Physics Supplement**, v. 78, p. 1, 1984. 40

KOGUT, A.; DUNKLEY, J.; BENNETT, C. L.; DORÉ, O.; GOLD, B.; HALPERN, M.; HINSHAW, G.; JAROSIK, N.; KOMATSU, E.; NOLTA, M. R.; ODEGARD, N.; PAGE, L.; SPERGEL, D. N.; TUCKER, G. S.; WEILAND, J. L.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Three-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Foreground polarization. **The Astrophysical Journal**, v. 665, p. 355–362, ago. 2007. ArXiv:0704.3991 [astro-ph]. 57, 58

KOGUT, A.; SPERGEL, D. N.; BARNES, C.; BENNETT, C. L.; HALPERN, M.; HINSHAW, G.; JAROSIK, N.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; PAGE, L.; TUCKER, G. S.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. First-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Temperature-polarization correlation. **The Astrophysical Journal, Supplement**, v. 148, p. 161–173, 2003. ArXiv:astro-ph/0302213. 1

KOLB, E. W.; TURNER, M. S. **The early universe**. New York: Addison-Wesley, 1988. 1, 12, 13, 23, 25

KOMATSU, E. The pursuit of non-gaussian fluctuations in the cosmic microwave background. **arXiv:astro-ph/0206039**, 2002. 11, 39, 40, 42, 43, 45

_____. Hunting for primordial non-Gaussianity in the cosmic microwave background. **Classical and Quantum Gravity**, v. 27, n. 12, p. 124010, 2010. ArXiv:1003.6097 [astro-ph.CO]. 5, 6, 40, 42, 43, 46, 47, 65

KOMATSU, E.; AFSHORDI, N.; BARTOLO, N.; BAUMANN, D.; BOND, J. R.; BUCHBINDER, E. I.; BYRNES, C. T.; CHEN, X.; CHUNG, D. J. H.; COORAY,

A.; CREMINELLI, P.; DALAL, N.; DORE, O.; EASTHER, R.; FROLOV, A. V.; KHOURY, J.; KINNEY, W. H.; KOFMAN, L.; KOYAMA, K.; LEBLOND, L.; LEHNERS, J.-L.; LIDSEY, J. E.; LIGUORI, M.; LIM, E. A.; LINDE, A.; LYTH, D. H.; MALDACENA, J.; MATARRESE, S.; MCALLISTER, L.; MCDONALD, P.; MUKOHYAMA, S.; OVRUT, B.; PEIRIS, H. V.; RIOTTO, A.; RODRIGUES, Y.; SASAKI, M.; SCOCCIMARRO, R.; SEERY, D.; SEFUSATTI, A.; SMITH, K. M.; STAROBINSKY, A. A.; STEINHARDT, P. J.; TAKAHASHI, F.; TEGMARK, M.; TOLLEY, A. J.; VERDE, L.; WANDEL, B. D.; WANDS, D.; WEINBERG, S.; WYMAN, M.; YADAV, A. P. S.; ZALDARRIAGA, M. Non-Gaussianity as a probe of the physics of the primordial universe and the astrophysics of the low redshift universe. In: NATIONAL RESEARCH COUNCIL OF THE NATIONAL ACADEMIES. **New Worlds, New Horizons in Astronomy and Astrophysics (Astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey)**. Washington, D.C: The National Academies Press, 2009. p. 158. ArXiv:0902.4759 [astro-ph.CO]. 5

KOMATSU, E.; KOGUT, A.; NOLTA, M. R.; BENNETT, C. L.; HALPERN, M.; HINSHAW, G.; JAROSIK, N.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; PAGE, L.; SPERGEL, D. N.; TUCKER, G. S.; VERDE, L.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. First-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Tests of Gaussianity. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 148, p. 119–134, 2003. ArXiv:astro-ph/0302223. 45, 65, 68, 70

KOMATSU, E.; SMITH, K. M.; DUNKLEY, J.; BENNETT, C. L.; GOLD, B.; HINSHAW, G.; JAROSIK, N.; LARSON, D.; NOLTA, M. R.; PAGE, L.; SPERGEL, D. N.; HALPERN, M.; HILL, R. S.; KOGUT, A.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; ODEGARD, N.; TUCKER, G. S.; WEILAND, J. L.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Cosmological interpretation. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 192, p. 18, 2011. ArXiv:1001.4538 [astro-ph.CO]. 11, 119

KOMATSU, E.; SPERGEL, D. N. The cosmic microwave background bispectrum as a test of the physics of inflation and probe of the astrophysics of the low-redshift universe. In: **Proceedings of the The Ninth Marcel Grossmann Meeting, On Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Gravitation and Relativistic Field Theories**. Rome, Italy: World Scientific Publishing, 2002. p. 2009–2010. ISBN 9789812777386. ArXiv:astro-ph/0012197. 39

- KOVAC, J. M. et al. Detection of polarization in the cosmic microwave background using *dasi*. **Nature**, v. 420, p. 772–787, 2002. 1
- KUMAR, S.; MITTAL, G. S. Rapid detection of microorganisms using image processing parameters and neural network. **Food Bioprocess Technol**, v. 3, p. 741–751, 2010. 72
- LAROQUE, S. J.; BONAMENTE, M.; CARLSTROM, J. E.; Joy, M. K.; Nagai, D.; Reese, E. D.; Dawson, K. S. X-ray and Sunyaev-Zel’dovich effect measurements of the gas mass fraction in galaxy clusters. **The Astrophysical Journal**, v. 652, p. 917–936, 2006. ArXiv:astro-ph/0604039. 118
- LARSON, D.; DUNKLEY, J.; HINSHAW, G.; KOMATSU, E.; NOLTA, M. R.; BENNETT, C. L.; GOLD, B.; HALPERN, M.; HILL, R. S.; JAROSIK, N.; KOGUT, A.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; ODEGARD, N.; PAGE, L.; SMITH, K. M.; SPERGEL, D. N.; TUCKER, G. S.; WEILAND, J. L.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Power spectra and WMAP-derived parameters. 1
- LEACH, S. M.; CARDOSO, J.-F.; BACCIGALUPI, C.; BARREIRO, R. B.; BETOULE, M.; BOBIN, J.; BONALDI, A.; DELABROUILLE, J.; ZOTTI, G. de; DICKINSON, C.; ERIKSEN, H. K.; GONZÁLEZ-NUEVO, J.; HANSEN, F. K.; HERRANZ, D.; JEUNE, M. L.; LÓPEZ-CANIEGO, M.; MARTÍNEZ-GONZÁLEZ, E.; MASSARDI, M.; MELIN, J.-B.; MIVILLE-DESCHÊNES, M.-A.; PATANCHON, G.; PRUNET, S.; RICCIARDI, S.; SALERNO, E.; SANZ, J. L.; STARCK, J.-L.; STIVOLI, F.; STOLYAROV, V.; STOMPOR, R.; VIELVA, P. Component separation methods for the PLANCK mission. **Astronomy & Astrophysics**, v. 491, p. 597–615, nov. 2008. 49
- LIDDLE, A. R. An introduction to cosmological inflation. In: **Proceedings of ICTP summer school in High Energy Physics and Cosmology**. Trieste, Italy: World Scientific Publishers, 1999. p. 260. ArXiv:astro-ph/9901124. 30, 31, 35
- LIDDLE, A. R.; LYTH, D. H. **Cosmological Inflation and Large-Scale Structure**. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 2000. 13, 15, 27, 30, 31, 34, 35, 39
- LIGUORI, M.; SEFUSATTI, E.; FERGUSSON, J. R.; SHELLARD, E. P. S. Primordial non-Gaussianity and bispectrum measurements in the cosmic microwave background and large-scale structure. **Advances in Astronomy**, v. 2010, 2010. ArXiv:1001.4707. 42, 44, 45, 46, 48, 49, 50

LINDE, A. D. A new inflationary universe scenario: A possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems.

Physics Letters B, v. 108, p. 389–393, fev. 1982. 5

LIU, J.; MOHR, J.; SARO, A.; AIRD, K. A.; ASHBY, M. L. N.; BAUTZ, M.; BAYLISS, M.; BENSON, B. A.; BLEEM, L. E.; BOCQUET, S.; BRODWIN, M.; CARLSTROM, J. E.; CHANG, C. L.; CHIU, I.; CHO, H. M.; CLOCCHIATTI, A.; CRAWFORD, T. M.; CRITES, A. T.; HAAN, T. de; DESAI, S.; DIETRICH, J. P.; DOBBS, M. A.; FOLEY, R. J.; GANGKOFNER, D.; GEORGE, E. M.; GLADDERS, M. D.; GONZALEZ, A. H.; HALVERSON, N. W.; HENNIG, C.; HLAVACEK-LARRONDO, J.; HOLDER, G. P.; HOLZAPFEL, W. L.; HRUBES, J. D.; JONES, C.; KEISLER, R.; LEE, A. T.; LEITCH, E. M.; LUEKER, M.; LUONG-VAN, D.; MCDONALD, M.; MCMAHON, J. J.; MEYER, S. S.; MOCANU, L.; MURRAY, S. S.; PADIN, S.; PRYKE, C.; REICHARDT, C. L.; REST, A.; RUEL, J.; RUHL, J. E.; SALIWANCHIK, B. R.; SAYRE, J. T.; SCHAFFER, K. K.; SHIROKOFF, E.; SPIELER, H. G.; STALDER, B.; STANISZEWSKI, Z.; STARK, A. A.; STORY, K.; SUHADA, R.; VANDERLINDE, K.; VIEIRA, J. D.; VIKHLININ, A.; WILLIAMSON, R.; ZAHN, O.; ZENTENO, A. Analysis of Sunyaev-Zel'dovich effect mass-observable relations using south pole telescope observations of an x-ray selected sample of low mass galaxy clusters and groups. **arXiv:astro-ph/1407.7520**, 2014. 126

LNCC. **Tutorial de Redes Neurais: Aplicações em Bioinformática**. 2012.

Disponível em: <<http://www.lncc.br/~labinfo/tutorialRN>>. Acesso em: 13 novembro 2012. 77

LONGUET-HIGGINS, M. S. The statistical analysis of a random, moving surface.

Philosophical Transactions of the Royal Society of London, v. 249, n. 966, p. 321–387, 1957. 43

LÓPEZ-CANIEGO, M.; GONZÁLEZ-NUEVO, J.; HERRANZ, D.; MASSARDI, M.; SANZ, J. L.; ZOTTI, G. D.; TOFFOLATTI, L.; ARGÜESO, F. Nonblind catalog of extragalactic point sources from the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) first 3 year survey data. **The Astrophysical Journal, Supplement**, v. 170, p. 108–125, maio 2007. ArXiv:astro-ph/0701473. 6

MANGILLI, A.; VERDE, L. Non-Gaussianity and the CMB bispectrum:

Confusion between primordial and lensing-rees-sciamma contribution? **Physical Review D: Particles, Fields, Gravitation & Cosmology**, v. 80, n. 12, p. 123007, dez. 2009. ArXiv:0906.2317 [astro-ph.CO]. 50, 65

MARTÍNEZ-GONZÁLEZ, E.; GALLEGOS, J. E.; ARGÜESO, F.; CAYÓN, L.; SANZ, J. L. The performance of spherical wavelets to detect non-Gaussianity in the cosmic microwave background sky. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 336, p. 22–32, 2002. ArXiv:astro-ph/0111284. 52, 65

MASI, S.; ADE, P. A. R.; BOCK, J. J.; BOND, J. R.; BORRILL, J.; BOSCALERI, A.; CABELLA, P.; CONTALDI, C. R.; CRILL, B. P.; BERNARDIS, P. de; GASPERIS, G. de; OLIVEIRA-COSTA, A. de; TROIA, G. de; STEFANO, G. di; EHLERS, P.; HIVON, E.; HRISTOV, V.; IACOANGELI, A.; JAFFE, A. H.; JONES, W. C.; KISNER, T. S.; LANGE, A. E.; MACTAVISH, C. J.; BETTOLO, C. M.; MASON, P.; MAUSKOPF, P. D.; MONTROY, T. E.; NATI, F.; NATI, L.; NATOLI, P.; NETTERFIELD, C. B.; PASCALE, E.; PIACENTINI, F.; POGOSYAN, D.; POLENTA, G.; PRUNET, S.; RICCIARDI, S.; ROMEO, G.; RUHL, J. E.; SANTINI, P.; TEGMARK, M.; TORBET, E.; VENEZIANI, M.; VITTORIO, N. Instrument, method, brightness, and polarization maps from the 2003 flight of boomerang. **Astronomy & Astrophysics**, v. 458, p. 687–716, 2006. ArXiv:astro-ph/0507509. 145

MASI, S.; BRIENZA, D.; CONVERSI, L.; BERNARDIS, P. de; PETRIS, M. D.; FIADINO, P.; IACOANGELI, A.; LAMAGNA, L.; BETTOLO, C.; MONCELSI, L.; NATI, L.; NATI, F.; PIACENTINI, F.; POLENTA, G.; RISPOLI, R.; ADE, P.; HARGRAVE, P.; MAUSKOPF, P.; PISANO, G.; SAVINI, G.; TUCKER, C.; BOSCALERI, A.; PETERZEN, S.; SPOTO, D.; CARPINTERI, D.; COLAFRANCESCO, S.; REPHAELI, Y.; STEFAN, G. D.; ROMEO, G.; DELBART, A.; DOUMOULIN, L.; CAMUS, P.; JUIN, J.; MAGNEVILLE, C.; PANSART, J.; YVON, D.; GROMOV, V.; MASLOV, I. Mapping clusters of galaxies with a stratospheric balloon experiment. In: **Conroy, L. (ed.) 18th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research**. Visby, Sweden: ESA Publications Division C/O ESTEC, 2007. p. 507 – 512. 131, 132

MASI, S.; CALVO, M.; CONVERSI, L.; BERNARDIS, P. de; PETRIS, M. de; TROIA, G. de; IACOANGELI, A.; LAMAGNA, L.; BETTOLO, C. M.; MELCHIORRI, A.; MELCHIORRI, F.; NATI, L.; NATI, F.; PIACENTINI, F.; POLENTA, G.; VALIANTE, E.; ADE, P.; HARGRAVE, P.; MAUSKOPF, P.; ORLANDO, A.; PISANO, G.; SAVINI, G.; TUCKER, C.; BOSCALERI, A.; PETERZEN, S.; COLAFRANCESCO, S.; REPHAELI, Y.; ROMEO, G.; SALVATERRA, L.; DELBART, A.; JUIN, J. B.; MAGNEVILLE, C.; PANSART, J. P.; YVON, D. A balloon-borne survey of the mm/sub-mm sky: Olimpo. In:

Proceedings of 17th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research. Noordwijk, Norway: ESA Special Publication, 2005. p. 581–586. ISBN 9290929014. [132](#), [134](#)

MASI, S. et al. OLIMPO. **Memorias della Società Italiana di Astronomia**, v. 79, p. 887–+, 2008. [8](#), [131](#), [132](#), [134](#), [135](#), [187](#), [189](#)

MATSUBARA, T. Analytic Minkowski functionals of the cosmic microwave background: Second-order non-Gaussianity with bispectrum and trispectrum. **Physical Review D**, v. 81, n. 8, p. 083505, abr. 2010. ArXiv:1001.2321 [astro-ph.CO]. [70](#)

MCCULLOCH, W. S.; PITTS, W. H. A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity. **Bulletin of Mathematical Biophysics**, v. 5, p. 115–133, 1943. [xvi](#), [65](#), [72](#), [73](#)

MECKE, K. R.; BUCHERT, T.; WAGNER, H. Robust morphological measures for large-scale structure in the universe. **Astronomy & Astrophysics**, v. 288, p. 697–704, ago. 1994. ArXiv:astro-ph/9312028. [67](#)

MEINHOLD, P. R. e. a. A map of the cosmic microwave background from the beast experiment. **Astrophys. J. Suppl.**, v. 158, p. 101–108, maio 2005. [2](#)

MEJÍA, J. e. a. Galactic foreground contribution to the BEAST cosmic microwave background anisotropy maps. [2](#)

MINKOWSKI, H. Volumen und oberfläche. **Mathematische Annalen**, v. 57, p. 447–495, 1903. Disponível em: <<http://eudml.org/doc/158108>>. [65](#)

MODEST, H. I.; RÄTH, C.; BANDAY, A. J.; ROSSMANITH, G.; SÜTTERLIN, R.; BASAK, S.; DELABROUILLE, J.; GÓRSKI, K. M.; MORFILL, G. E. Scale-dependent non-gaussianities in the CMB data identified with minkowski functionals and scaling indices. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 428, p. 551–562, jan. 2013. ArXiv:1209.5106 [astro-ph.CO]. [6](#), [37](#), [52](#), [65](#)

MONTROY, T.; ADE, P. A. R.; BALBI, A.; BOCK, J. J.; BOND, J. R.; BORRILL, J.; BOSCALERI, A.; CABELLA, P.; CONTALDI, C. R.; CRILL, B. P.; BERNARDIS, P. de; GASPERIS, G. D.; OLIVEIRA-COSTA, A. de; TROIA, G. D.; STEFANO, G. di; GANGA, K.; HIVON, E.; HRISTOV, V. V.; IACOANGELI, A.; JAFFE, A. H.; KISNER, T. S.; JONES, W. C.; LANGE, A. E.; MASI, S.; MAUSKOPF, P. D.; MACTAVISH, C.; MELCHIORRI, A.;

NATI, F.; NATOLI, P.; NETTERFIELD, C. B.; PASCALE, E.; PIACENTINI, F.; POGOSYAN, D.; POLENTA, G.; PRUNET, S.; RICCIARDI, S.; ROMEO, G.; RUHL, J. E.; TORBET, E.; TEGMARK, M.; VITTORIO, N. Measuring CMB polarization with boomerang. **New Astronomy Reviews**, v. 47, p. 1057–1065, dez. 2003. ArXiv:astro-ph/0305593. 1

MULCHAEY, J. S. X-ray properties of groups of galaxies. **Annual Review of Astronomy Astrophysics**, v. 38, p. 289–335, 2000. 118

NAGAI, D.; KRAVTSOV, A. V.; VIKHLININ, A. Effects of galaxy formation on thermodynamics of the intracluster medium. **Astrophys. Journal**, v. 668, p. 1–14, 2007. ArXiv:astro-ph/0703661. 119, 120

NASA. **The Planck Mission: Education and Public Outreach**. 2013.

Disponível em:

<<http://planck.caltech.edu/epo/epo-planckScience3.html>>. Acesso em: 28 dezembro 2014. 56

NASA/JPL-CALTECH/ESA. **PIA16874: The Universe Comes into Sharper Focus**. 2013. 3

NASELSKY, P. D.; NOVIKOV, D. I.; NOVIKOV, I. D. **The Physics of the Cosmic Microwave Background**. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2006. 68

NATI, F. et al. The OLIMPO experiment. **New Astronomy Reviews**, v. 51, p. 385–389, 2007. 187

NATI, L. **Multi-frequency surveys of diffuse galactic emission and galaxy clusters: OOMERanG and OLIMPO**. 185 p. Ph.D. thesis in Astronomy - XIX course — Università degli Studi di Roma “La Sapienza”, Roma, Lazio, Italy, 2007. 188

NAVARRO, J. F.; FRENK, C. S.; WHITE, S. D. M. A universal density profile from hierarchical clustering. **Astrophys. Journal**, v. 490, p. 493, dez. 1997. ArXiv:astro-ph/9611107. 119

NØRGAARD-NIELSEN, H. U. Foreground removal from WMAP 5 yr temperature maps using an mlp neural network. **Astronomy & Astrophysics**, v. 520, p. A87, 2010. ArXiv:1010.1634. 65

NOVAES, C. P. **Identificação de aglomerados de galáxias em mapas da RCFM utilizando o efeito Sunyaev Zel'dovich**. 140 p. Dissertação (Mestrado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2011-02-25 2011. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m19/2011/02.09.13.23>>. Acesso em: 27 mar. 2015. 49, 121

NOVAES, C. P.; BERNUI, A.; FERREIRA, I. S.; WUENSCHÉ, C. A. Searching for primordial non-Gaussianity in planck CMB maps using a combined estimator. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 1, p. 18, 2014a. ArXiv:1312.3293 [astro-ph.CO]. 6, 8, 37, 78, 80, 81, 83, 87, 88, 90, 92, 95, 149

_____. A neural-network based estimator to search for primordial non-Gaussianity in planck CMB maps. **arXiv:1409.3876 [astro-ph.CO]**, 2014b. 6, 8, 37, 78, 80, 82, 83, 150

NOVAES, C. P.; WUENSCHÉ, C. A. Identification of galaxy clusters in cosmic microwave background maps using the Sunyaev-Zel'dovich effect. **Astronomy & Astrophysics**, v. 545, p. A34, 2012. 49

NOVIKOV, D.; FELDMAN, H. A.; SHANDARIN, S. F. Minkowski functionals and cluster analysis for CMB maps. **International Journal of Modern Physics D**, v. 8, p. 291–306, 1999. ArXiv:astro-ph/9809238. 68, 70

NOVIKOV, D.; SCHMALZING, J.; MUKHANOV, V. F. On non-Gaussianity in the cosmic microwave background. **Astronomy & Astrophysics**, v. 364, p. 17–25, dez. 2000. ArXiv:astro-ph/0006097. 69

O'DWYER, I. J. e. a. The cosmic microwave background anisotropy power spectrum from the beast experiment. 2

OSTRIKER, J. P.; VISHNIAC, E. T. Generation of microwave background fluctuations from nonlinear perturbations at the era of galaxy formation. **The Astrophysical Journal, Letters**, v. 306, p. L51–L54, 1986. 64

PADMANABHAN, T. **Structure formation in the universe**. Cambridge University Press, 1993. ISBN 9780521424868. Disponível em: <<http://books.google.com.br/books?id=44gA8634YrEC>>. 23

PARK, C.; GOTT III, J. R. Dynamical evolution of topology of large-scale structure. **The Astrophysical Journal**, v. 378, p. 457–460, 1991. 67

- PARTRIDGE, R. B. **3K: the cosmic microwave background radiation**. Estados Unidos da America: Cambridge University Press, 1995. 62
- PENZIAS, A. A.; WILSON, R. W. Measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. **The Astrophysical Journal**, p. 142–419, 1965. 1
- PETERSON, J. R.; FABIAN, A. C. X-ray spectroscopy of cooling clusters. **Physics Reports**, v. 427, p. 1–39, 2006. ArXiv:astro-ph/0512549. 122
- PIFFARETTI, R.; ARNAUD, M.; PRATT, G. W.; POINTECOUTEAU, E.; MELIN, J.-B. The mcxc: a meta-catalogue of x-ray detected clusters of galaxies. **Astronomy & Astrophysics**, v. 534, p. A109, 2011. ArXiv:1007.1916 [astro-ph.CO]. xix, 129
- PLAGGE, T.; BENSON, B. A.; ADE, P. A. R.; AIRD, K. A.; BLEEM, L. E.; CARLSTROM, J. E.; CHANG, C. L.; CHO, H.-M.; CRAWFORD, T. M.; CRITES, A. T.; HAAN, T. de; DOBBS, M. A.; GEORGE, E. M.; HALL, N. R.; HALVERSON, N. W.; HOLDER, G. P.; HOLZAPFEL, W. L.; HRUBES, J. D.; JOY, M.; KEISLER, R.; KNOX, L.; LEE, A. T.; LEITCH, E. M.; LUEKER, M.; MARRONE, D.; MCMAHON, J. J.; MEHL, J.; MEYER, S. S.; MOHR, J. J.; MONTROY, T. E.; PADIN, S.; PRYKE, C.; REICHARDT, C. L.; RUHL, J. E.; SCHAFFER, K. K.; SHAW, L.; SHIROKOFF, E.; SPIELER, H. G.; STALDER, B.; STANISZEWSKI, Z.; STARK, A. A.; VANDERLINDE, K.; VIEIRA, J. D.; WILLIAMSON, R.; ZAHN, O. Sunyaev-Zel'dovich cluster profiles measured with the south pole telescope. **The Astrophysical Journal**, v. 716, p. 1118–1135, 2010. ArXiv:0911.2444 [astro-ph.CO]. 117
- PLANCK COLLABORATION. Planck early results. viii. the all-sky early Sunyaev-Zeldovich cluster sample. **Astronomy and Astrophysics**, v. 536, p. A8, 2011. ArXiv:1101.2024 [astro-ph.CO]. 120
- _____. **The Explanatory Supplement to the Planck 2013 results (ESA)**. 2013. Disponível em: <http://www.sciops.esa.int/SA/PLANCK/docs/Planck_2013_results_explanatory_supplement.pdf>. Acesso em: 27 outubro 2014. 85
- _____. Planck 2013 results. i. overview of products and scientific results. **Astronomy & Astrophysics**, v. 571, p. A1, 2014. ArXiv:1303.5062 [astro-ph.CO]. 2, 7, 11, 37
- _____. Planck 2013 results. xi. all-sky model of thermal dust emission. **Astronomy & Astrophysics**, v. 571, p. A11, 2014. ArXiv:1312.1300 [astro-ph.CO]. 59, 60, 140

_____. Planck 2013 results. xii. diffuse component separation. **Astronomy & Astrophysics**, v. 571, p. A12, 2014. ArXiv:1303.5072 [astro-ph.CO]. 3, 49, 51, 55, 71, 84, 85, 86, 99, 100, 107, 109, 110, 151

_____. Planck 2013 results. xiii. galactic co emission. **Astronomy & Astrophysics**, v. 571, p. A13, 2014. ArXiv:1303.5073 [astro-ph.GA]. 61

_____. Planck 2013 results. xix. the integrated sachs-wolfe effect. **Astronomy & Astrophysics**, v. 571, p. A19, 2014. ArXiv:1303.5079 [astro-ph.CO]. 63

_____. Planck 2013 results. xv. CMB power spectra and likelihood. **Astronomy & Astrophysics**, v. 571, p. A15, 2014. ArXiv:1303.5075 [astro-ph.CO]. 4

_____. Planck 2013 results. xvi. cosmological parameters. **Astronomy & Astrophysics**, v. 571, p. A16, 2014. ArXiv:1303.5076 [astro-ph.CO]. 15, 38, 120, 128

_____. Planck 2013 results. xx. cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts. **Astronomy & Astrophysics**, v. 571, p. A20, 2014. ArXiv:1303.5080 [astro-ph.CO]. 7, 120, 128

_____. Planck 2013 results. xxi. power spectrum and high-order statistics of the planck all-sky compton parameter map. **Astronomy & Astrophysics**, v. 571, p. A21, 2014. ArXiv:1303.5081 [astro-ph.CO]. 128

_____. Planck 2013 results. xxiv. constraints on primordial non-Gaussianity. **Astronomy & Astrophysics**, v. 571, p. A24, 2014. ArXiv:1303.5084 [astro-ph.CO]. 6, 50, 51, 52, 53, 65, 71, 97, 110, 150

_____. Planck 2013 results. xxix. the planck catalogue of Sunyaev-Zeldovich sources. **Astronomy & Astrophysics**, v. 571, p. A29, 2014. ArXiv:1303.5089 [astro-ph.CO]. 3, 7, 120, 128, 129, 191

_____. Planck 2013 results. xxviii. the planck catalogue of compact sources. **Astronomy & Astrophysics**, v. 571, p. A28, 2014. ArXiv:1303.5088 [astro-ph.CO]. 3, 62

Planck Collaboration; AGHANIM, N.; ARNAUD, M.; ASHDOWN, M.; AUMONT, J.; BACCIGALUPI, C.; BALBI, A.; BANDAY, A. J.; BARREIRO, R. B.; BARTELMANN, M.; et al. Planck early results. ix. xmm-newton follow-up for validation of planck cluster candidates. **Astronomy and Astrophysics**, v. 536, p. A9, 2011. ArXiv:1101.2025 [astro-ph.CO]. 120

REES, M. J.; SCIAMA, D. W. Large-scale density inhomogeneities in the universe. **Nature**, v. 217, p. 511–516, 1968. 63

REESE, E. D.; CARLSTROM, J. E.; JOY, M.; MOHR, J. J.; GREGO, L.; HOLZAPFEL, W. L. Determining the cosmic distance scale from interferometric measurements of the Sunyaev-Zeldovich effect. **The Astrophysical Journal**, v. 581, p. 53–85, 2002. ArXiv:astro-ph/0205350. 122

REFREGIER, A.; SPERGEL, D. N.; HERBIG, T. Extragalactic foregrounds of the cosmic microwave background: Prospects for the map mission. **The Astrophysical Journal**, v. 531, p. 31–41, 2000. ArXiv:astro-ph/9806349. 118

REICHARDT, C. L. et al. Constraints on the high-ell power spectrum of millimeter-wave anisotropies from apex-sz. 8

REICHARDT, C. L.; STALDER, B.; BLEEM, L. E.; MONTROY, T. E.; AIRD, K. A.; ANDERSSON, K.; ARMSTRONG, R.; ASHBY, M. L. N.; BAUTZ, M.; BAYLISS, M.; BAZIN, G.; BENSON, B. A.; BRODWIN, M.; CARLSTROM, J. E.; CHANG, C. L.; CHO, H. M.; CLOCCHIATTI, A.; CRAWFORD, T. M.; CRITES, A. T.; HAAN, T. de; DESAI, S.; DOBBS, M. A.; DUDLEY, J. P.; FOLEY, R. J.; FORMAN, W. R.; GEORGE, E. M.; GLADDERS, M. D.; GONZALEZ, A. H.; HALVERSON, N. W.; HARRINGTON, N. L.; HIGH, F. W.; HOLDER, G. P.; HOLZAPFEL, W. L.; HOOVER, S.; HRUBES, J. D.; JONES, C.; JOY, M.; KEISLER, R.; KNOX, L.; LEE, A. T.; LEITCH, E. M.; LIU, J.; LUEKER, M.; LUONG-VAN, D.; MANTZ, A.; MARRONE, D. P.; MCDONALD, M.; MCMAHON, J. J.; MEHL, J.; MEYER, S. S.; MOCANU, L.; MOHR, J. J.; MURRAY, S. S.; NATOLI, T.; PADIN, S.; PLAGGE, T.; PRYKE, C.; REST, A.; RUEL, J.; RUHL, J. E.; SALIWANCHIK, B. R.; SARO, A.; SAYRE, J. T.; SCHAFFER, K. K.; SHAW, L.; SHIROKOFF, E.; SONG, J.; SPIELER, H. G.; STANISZEWSKI, Z.; STARK, A. A.; STORY, K.; STUBBS, C. W.; ŠUHADA, R.; ENGELEN, A. van; VANDERLINDE, K.; VIEIRA, J. D.; VIKHLININ, A.; WILLIAMSON, R.; ZAHN, O.; ZENTENO, A. Galaxy clusters discovered via the Sunyaev-Zel'dovich effect in the first 720 square degrees of the south pole telescope survey. **Astrophysical Journal**, v. 763, p. 127, 2013. ArXiv:1203.5775 [astro-ph.CO]. xix, 129

RIBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**. Estados Unidos da America: Jonh Wiley & Sons, 1979. Primeira edição. 56, 113

RICHARDS, P. L. Bolometers for infrared and millimeter waves. **Journal of Applied Physics**, v. 76, p. 1–24, 1994. 143

RIOTTO, A. Inflation and the theory of cosmological perturbations. **arXiv:hep-ph/0210162**, 2002. 14, 15, 27, 28, 29, 30, 33, 34, 35, 38, 43

SACHS, R. K.; WOLFE, A. M. Perturbations of a cosmological model and angular variations of the microwave background. **The Astrophysical Journal**, v. 147, p. 73, jan. 1967. 18, 62

SALOPEK, D. S.; BOND, J. R. Nonlinear evolution of long-wavelength metric fluctuations in inflationary models. **Physical Review D: Particles, Fields, Gravitation & Cosmology**, v. 42, p. 3936–3962, dez. 1990. 121

SARO, A.; LIU, J.; MOHR, J. J.; AIRD, K. A.; ASHBY, M. L. N.; BAYLISS, M.; BENSON, B. A.; BLEEM, L. E.; BOCQUET, S.; BRODWIN, M.; CARLSTROM, J. E.; CHANG, C. L.; CHIU, I.; CHO, H. M.; CLOCCHIATTI, A.; CRAWFORD, T. M.; CRITES, A. T.; HAAN, T. de; DESAI, S.; DIETRICH, J. P.; DOBBS, M. A.; DOLAG, K.; DUDLEY, J. P.; FOLEY, R. J.; GANGKOFNER, D.; GEORGE, E. M.; GLADDERS, M. D.; GONZALEZ, A. H.; HALVERSON, N. W.; HENNIG, C.; HLAVACEK-LARRONDO, J.; HOLZAPFEL, W. L.; HRUBES, J. D.; JONES, C.; KEISLER, R.; LEE, A. T.; LEITCH, E. M.; LUEKER, M.; LUONG-VAN, D.; MANTZ, A.; MARRONE, D. P.; MCDONALD, M.; MCMAHON, J. J.; MEHL, J.; MEYER, S. S.; MOCANU, L.; MONTROY, T. E.; MURRAY, S. S.; NURGALIEV, D.; PADIN, S.; PATEJ, A.; PRYKE, C.; REICHARDT, C. L.; REST, A.; RUEL, J.; RUHL, J. E.; SALIWANCHIK, B. R.; SAYRE, J. T.; SCHAFFER, K. K.; SHIROKOFF, E.; SPIELER, H. G.; STALDER, B.; STANISZEWSKI, Z.; STARK, A. A.; STORY, K.; ENGELEN, A. van; VANDERLINDE, K.; VIEIRA, J. D.; VIKHLININ, A.; WILLIAMSON, R.; ZAHN, O.; ZENTENO, A. Constraints on the CMB temperature evolution using multiband measurements of the Sunyaev-Zel'dovich effect with the south pole telescope. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 440, p. 2610–2615, maio 2014. ArXiv:1312.2462 [astro-ph.CO]. 126

SCANNAPIECO, E. Is there a detectable Vishniac effect? **The Astrophysical Journal**, v. 540, p. 20–31, 2000. 64

SCHILLACI, A.; D'ALESSANDRO, G.; BERNARDIS, P. de; MASI, S.; NOVAES, C. P.; GERVASI, M.; ZANNONI, M. Efficient differential fourier-transform spectrometer for precision Sunyaev-Zel'dovich effect measurements. **Astronomy & Astrophysics**, v. 565, p. A125, maio 2014. ArXiv:1402.4091 [astro-ph.IM]. 8, 135, 136, 138, 144, 152

SCHMALZING, J.; BUCHERT, T. Beyond genus statistics: A unifying approach to the morphology of cosmic structure. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 482, p. L1–L4, 1997. ArXiv:astro-ph/9702130. 67

SCHMALZING, J.; GORSKI, K. M. Minkowski functionals used in the morphological analysis of cosmic microwave background anisotropy maps. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 297, p. 355–365, 1998. ArXiv:astro-ph/9710185. 67, 70

SCHMALZING, J.; KERSCHER, M.; BUCHERT, T. Minkowski functionals in cosmology. In: **Proceedings of the International School of Physics Course CXXXII, Dark Matter in the Universe**. Oxford, GB: IOS Press, 1996. p. 281. ArXiv:astro-ph/9508154. 66

SHARP, M. K.; MARRONE, D. P.; CARLSTROM, J. E.; CULVERHOUSE, T.; GREER, C.; HAWKINS, D.; HENNESSY, R.; JOY, M.; LAMB, J. W.; LEITCH, E. M.; LOH, M.; MILLER, A.; MROCZKOWSKI, T.; MUCHOVEJ, S.; PRYKE, C.; WOODY, D. A Measurement of Arcminute Anisotropy in the Cosmic Microwave Background with the Sunyaev-Zel'dovich Array. **The Astrophysical Journal**, v. 713, p. 82–89, abr. 2010. ArXiv:0901.4342 [astro-ph.CO]. 8

SIEVERS, J. L.; HLOZEK, R. A.; NOLTA, M. R.; ACQUAVIVA, V.; ADDISON, G. E.; ADE, P. A. R.; AGUIRRE, P.; AMIRI, M.; APPEL, J. W.; BARRIENTOS, L. F.; BATTISTELLI, E. S.; BATTAGLIA, N.; BOND, J. R.; BROWN, B.; BURGER, B.; CALABRESE, E.; CHERVENAK, J.; CRICHTON, D.; DAS, S.; DEVLIN, M. J.; DICKER, S. R.; DORIESE, W. B.; DUNKLEY, J.; DÜNNER, R.; ESSINGER-HILEMAN, T.; FABER, D.; FISHER, R. P.; FOWLER, J. W.; GALLARDO, P.; GORDON, M. S.; GRALLA, M. B.; HAJIAN, A.; HALPERN, M.; HASSELFIELD, M.; HERNÁNDEZ-MONTEAGUDO, C.; HILL, J. C.; HILTON, G. C.; HILTON, M.; HINCKS, A. D.; HOLTZ, D.; HUFFENBERGER, K. M.; HUGHES, D. H.; HUGHES, J. P.; INFANTE, L.; IRWIN, K. D.; JACOBSON, D. R.; JOHNSTONE, B.; JUIN, J. B.; KAUL, M.; KLEIN, J.; KOSOWSKY, A.; LAU, J. M.; LIMON, M.; LIN, Y.-T.; LOUIS, T.; LUPTON, R. H.; MARRIAGE, T. A.; MARSDEN, D.; MARTOCCI, K.; MAUSKOPF, P.; MCLAREN, M.; MENANTEAU, F.; MOODLEY, K.; MOSELEY, H.; NETTERFIELD, C. B.; NIEMACK, M. D.; PAGE, L. A.; PAGE, W. A.; PARKER, L.; PARTRIDGE, B.; PLIMPTON, R.; QUINTANA, H.; REESE, E. D.; REID, B.; ROJAS, F.; SEHGAL, N.; SHERWIN, B. D.; SCHMITT, B. L.; SPERGEL, D. N.; STAGGS, S. T.; STRYZAK, O.; SWETZ, D. S.; SWITZER,

E. R.; THORNTON, R.; TRAC, H.; TUCKER, C.; UEHARA, M.; VISNJIC, K.; WARNE, R.; WILSON, G.; WOLLACK, E.; ZHAO, Y.; ZUNCKEL, C. The atacama cosmology telescope: cosmological parameters from three seasons of data. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 10, p. 60, 2013.

ArXiv:1301.0824 [astro-ph.CO]. 127

SILVA, L.; SCHURER, A.; GRANATO, G. L.; ALMEIDA, C.; BAUGH, C. M.; FRENK, C. S.; LACEY, C. G.; PAOLETTI, L.; PETRELLA, A.; SELVESTREL, D. Modelling the spectral energy distribution of galaxies: introducing the artificial neural network. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 410, p. 2043–2056, jan. 2011. ArXiv:1006.4637. 65

SINGAL, J.; SHMAKOVA, M.; GERKE, B.; GRIFFITH, R. L.; LOTZ, J. The efficacy of galaxy shape parameters in photometric redshift estimation: A neural network approach. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 123, p. 615–621, maio 2011. ArXiv:1101.4011. 65

SKRUTSKIE, M. F.; CUTRI, R. M.; STIENING, R.; WEINBERG, M. D.; SCHNEIDER, S.; CARPENTER, J. M.; BEICHMAN, C.; CAPPS, R.; CHESTER, T.; ELIAS, J.; HUCHRA, J.; LIEBERT, J.; LONSDALE, C.; MONET, D. G.; PRICE, S.; SEITZER, P.; JARRETT, T.; KIRKPATRICK, J. D.; GIZIS, J. E.; HOWARD, E.; EVANS, T.; FOWLER, J.; FULLMER, L.; HURT, R.; LIGHT, R.; KOPAN, E. L.; MARSH, K. A.; MCCALLON, H. L.; TAM, R.; DYK, S. V.; S., W. The two micron all sky survey (2mass). **The Astronomical Journal**, v. 131, p. 1163, 2006. 11

SMIDT, J.; AMBLARD, A.; BYRNES, C. T.; COORAY, A.; HEAVENS, A.; MUNSHI, D. CMB constraints on primordial non-Gaussianity from the bispectrum (f_{NL}) and trispectrum (g_{NL} and τ_{NL}) and a new consistency test of single-field inflation. **Physical Review D**, v. 81, n. 12, p. 123007, 2010. ArXiv:1004.1409. 44

SMOOT, G. F. COBE differential microwave radiometers: instrument design and implementation. **The Astrophysical Journal**, p. S360–685, 1990. 1, 136

_____. The cosmic microwave background spectrum. **arXiv:astro-ph/9705101**, maio 1997. 2

_____. Synchrotron radiation as CMB foreground. **arXiv:astro-ph/9902201**, fev. 1999. 57, 58, 59

SMOOT, G. F.; BENNETT, C. L.; KOGUT, A.; WRIGHT, E. L.; AYMEN, J.; BOGGESS, N. W.; CHENG, E. S.; AMICI, G. de; GULKIS, S.; HAUSER, M. G.;

HINSHAW, G.; JACKSON, P. D.; JANSSEN, M.; KAITA, E.; KELSALL, T.; KEEGSTRA, P.; LINEWEAVER, C.; LOEWENSTEIN, K.; LUBIN, P.; MATHER, J.; MEYER, S. S.; MOSELEY, S. H.; MURDOCK, T.; ROKKE, L.; SILVERBERG, R. F.; TENORIO, L.; WEISS, R.; WILKINSON, D. T. Structure in the coBE differential microwave radiometer first-year maps. **The Astrophysical Journal, Letters**, v. 396, p. L1–L5, 1992. 1

STANISZEWSKI, Z.; ADE, P. A. R.; AIRD, K. A.; BENSON, B. A.; BLEEM, L. E.; CARLSTROM, J. E.; CHANG, C. L.; CHO, H.-M.; CRAWFORD, T. M.; CRITES, A. T.; HAAN, T. de; DOBBS, M. A.; HALVERSON, N. W.; HOLDER, G. P.; HOLZAPFEL, W. L.; HRUBES, J. D.; JOY, M.; KEISLER, R.; LANTING, T. M.; LEE, A. T.; LEITCH, E. M.; LOEHR, A.; LUEKER, M.; MCMAHON, J. J.; MEHL, J.; MEYER, S. S.; MOHR, J. J.; MONTROY, T. E.; NGEOW, C.-C.; PADIN, S.; PLAGGE, T.; PRYKE, C.; REICHARDT, C. L.; RUHL, J. E.; SCHAFFER, K. K.; SHAW, L.; SHIROKOFF, E.; SPIELER, H. G.; STALDER, B.; STARK, A. A.; VANDERLINDE, K.; VIEIRA, J. D.; ZAHN, O.; ZENTENO, A. Galaxy clusters discovered with a Sunyaev-Zel'dovich effect survey. **The Astrophysical Journal**, v. 701, p. 32–41, ago. 2009. ArXiv:0810.1578. 7, 125

STEINHARDT, P. J.; TUROK, N. Cosmic evolution in a cyclic universe. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 65, p. 126003, May 2002. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.65.126003>>. 36

STERGIOU, C. AND SIGANOS, D. **Neural Networks**. 2010. Disponível em: <http://www.doc.ic.ac.uk/~nd/surprise_96/journal/vol4/cs11/report.html>. Acesso em: 12 novembro 2012. 72

STRAUSS, M. A.; WEINBERG, D. H.; LUPTON, R. H.; NARAYANAN, V. K.; ANNIS, J.; BERNARDI, M.; BLANTON, M.; BURLES, S.; CONNOLLY, A. J.; DALCANTON, J.; DOI, M.; EISENSTEIN, D.; FRIEMAN, J. A.; FUKUGITA, M.; GUNN, J. E.; IVEZIĆ, Ž.; KENT, S.; KIM, R. S. J.; KNAPP, G. R.; KRON, R. G.; MUNN, J. A.; NEWBERG, H. J.; NICHOL, R. C.; OKAMURA, S.; QUINN, T. R.; RICHMOND, M. W.; SCHLEGEL, D. J.; SHIMASAKU, K.; SUBBARAO, M.; SZALAY, A. S.; BERK, D. V.; VOGEELEY, M. S.; YANNY, B.; YASUDA, N.; YORK, D. G.; ZEHAVIDI, I. Spectroscopic target selection in the sloan digital sky survey: The main galaxy sample. **The Astronomical Journal**, v. 124, p. 1810–1824, 2002. ArXiv:astro-ph/0206225. 11

STRUKOV, I. A.; SKULACHEV, D. P. Deep-space measurements of the microwave background anisotropy - first results of the relik experiment. **Soviet Astronomy Letters**, v. 10, p. 1, 1984. 1

ŠUHADA, R.; SONG, J.; BÖHRINGER, H.; MOHR, J. J.; CHON, G.; FINOQUENOV, A.; FASSBENDER, R.; DESAI, S.; ARMSTRONG, R.; ZENTENO, A.; BARKHOUSE, W. A.; BERTIN, E.; BUCKLEY-GEER, E. J.; HANSEN, S. M.; HIGH, F. W.; LIN, H.; MÜHLEGGGER, M.; NGEOW, C. C.; PIERINI, D.; PRATT, G. W.; VERDUGO, M.; TUCKER, D. L. The xmm-bcs galaxy cluster survey. i. the x-ray selected cluster catalog from the initial 6 deg². **Astronomy & Astrophysics**, v. 537, p. A39, 2012. ArXiv:1111.0141 [astro-ph.CO]. 126

SUNYAEV, R. A.; ZELDOVICH, Y. B. Distortions of the background radiation spectrum. **Nature**, v. 223, p. 721–722, ago. 1969. 63, 113

TEGMARK, M. **Sloan Digital Sky Survey: 3D map of Universe bolsters case for dark energy and dark matter**. 2003. Disponível em: <<http://space.mit.edu/home/tegmark/sdss/>>. Acesso em: 15 dezembro 2014. 26

TEGMARK, M.; OLIVEIRA-COSTA, A. de; STAREN, J. W.; MEINHOLD, P. R.; LUBIN, P. M.; CHILDERS, J. D.; FIGUEIREDO, N.; GAIER, T.; LIM, M. A.; SEIFFERT, M. D.; VILLELA, T.; WUENSCHÉ, C. A. Cosmic microwave background maps from the hcmx experiment. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 541, p. 535–541, 2000. 1

TRISTRAM, M.; GANGA, K. Data analysis methods for the cosmic microwave background. **Reports on Progress in Physics**, v. 70, p. 899–946, 2007. ArXiv:0708.1429 [astro-ph]. 5, 16, 18, 20

TRUSHKIN, S. A. Radio spectra of the WMAP catalog sources. **Bull. Special Astrophys. Obs.**, v. 55, p. 90–132, 2003. ArXiv:astro-ph/0307205. 6, 61

TUCCI, M.; TOFFOLATTI, L.; ZOTTI, G. de; MARTÍNEZ-GONZÁLEZ, E. High-frequency predictions for number counts and spectral properties of extragalactic radio sources. new evidence of a break at mm wavelengths in spectra of bright blazar sources. **Astronomy & Astrophysics**, v. 533, p. A57, 2011. ArXiv:1103.5707 [astro-ph.CO]. 61, 62

VANMARCKE, E. **Random Fields**. Cambridge, Massachusetts, USA: The MIT Press, 1983. By Erik Vanmarcke, pp. 372. ISBN 0-262-72045-0. 70

- VIELVA, P. A comprehensive overview of the cold spot. **Advances in Astronomy**, v. 2010, 2010. ArXiv:1008.3051 [astro-ph.CO]. 52, 53
- VITTORIO, N.; JUSZKIEWICZ, R. Hot spots in the microwave sky. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 314, p. L29–L32, 1987. 67
- VOGES, W.; ASCHENBACH, B.; BOLLER, T.; BRÄUNINGER, H.; BRIEL, U.; BURKERT, W.; DENNERL, K.; ENGLHAUSER, J.; GRUBER, R.; HABERL, F.; HARTNER, G.; HASINGER, G.; KÜRSTER, M.; PFEFFERMANN, E.; PIETSCH, W.; PREDEHL, P.; ROSSO, C.; SCHMITT, J. H. M. M.; TRÜMPER, J.; ZIMMERMANN, H. U. The rosat all-sky survey bright source catalogue. **Astronomy & Astrophysics**, v. 349, p. 389–405, 1999. ArXiv:astro-ph/9909315. xix, 129
- VOIT, G. M. Tracing cosmic evolution with clusters of galaxies. **Reviews of Modern Physics**, v. 77, p. 207–258, 2005. 119, 131
- WHITE, M.; SCOTT, D.; SILK, J. Anisotropies in the cosmic microwave background. **Annual Review of Astronomy & Astrophysics**, v. 32, p. 319–370, 1994. 4, 40
- WIEGAND, A.; BUCHERT, T.; OSTERMANN, M. Direct minkowski functional analysis of large redshift surveys: a new high-speed code tested on the luminous red galaxy sloan digital sky survey-dr7 catalogue. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 443, p. 241–259, 2014. ArXiv:1311.3661 [astro-ph.CO]. 66, 67
- YADAV, A. P. S.; KOMATSU, E.; WANDEL, B. D.; LIGUORI, M.; HANSEN, F. K.; MATARRESE, S. Fast estimator of primordial non-Gaussianity from temperature and polarization anisotropies in the cosmic microwave background. ii. partial sky coverage and inhomogeneous noise. **The Astrophysical Journal**, v. 678, p. 578–582, maio 2008. ArXiv:0711.4933 [astro-ph]. 65, 121
- YADAV, A. P. S.; WANDEL, B. D. Primordial non-Gaussianity in the cosmic microwave background. **Advances in Astronomy**, v. 2010, 2010. ArXiv:1006.0275 [astro-ph.CO]. 6, 31, 33, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 46, 49, 50, 65, 121
- YU, H.; WILAMOWSKI, B. M. **Levenberg-Marquardt Training**. Londres, Reino Unido: CRC Press, 2011. Industrial Electronics Handbook, vol. 5. 77, 78

ZELDOVICH, Y. B.; SUNYAEV, R. A. The interaction of matter and radiation in a hot-model universe. **Astrophysics & Space Science**, v. 4, p. 301–316, 1969.

113

APÊNDICE A - DESEMPENHO DO ESTIMADOR EM CENÁRIOS ADVERSOS

Além dos testes apresentados na Seção 6.3.2, o estimador também foi avaliado em situações em que os dados que compõem o conjunto de treinamento possuem características distintas daqueles utilizados para o teste das RNs. Mais especificamente, os mapas sintéticos que originam cada conjunto de vetores possuem diferentes graus de NG primordial e diferentes pesos ao incluir a contaminação Galáctica residual.

Toda a análise contida neste apêndice utiliza a RN resultante do Teste #4. Esta RN treinada é aplicada a seis diferentes conjuntos de dados, cada um deles composto por 1000 mapas sintéticos de RCF contaminados por emissão Galáctica residual na frequência de 217 GHz com um peso diferente, sendo eles: 10, 50, 100, 200, 300 e 400%. Os mapas de RCF foram simulados considerando os mesmos intervalos de valores f_{NL} para todos os conjuntos: $\mathcal{I}1 = [-20, -10]$, $\mathcal{I}2 = [10, 28]$, $\mathcal{I}3 = [48, 60]$ e $\mathcal{I}4 = [80, 90]$. Todos os mapas são contaminados por ruído tipo-SMICA.

Os resultados da aplicação da RN selecionada (Teste #4) aos seis conjuntos de dados são resumidos na Tabela A.1, que apresenta resultados tanto para o conjunto de valores estimados, \hat{f}_{NL} , quanto para os valores esperados, f_{NL} , de forma a facilitar uma comparação. As linhas 2-5 e 6-9 correspondem aos cálculos da média e desvio padrão para f_{NL} e \hat{f}_{NL} , respectivamente. Comparando os resultados apresentados nas duas últimas linhas desta tabela aos correspondentes valores obtidos para os Testes #1-14 (Tabelas 6.4 e 6.5), é possível perceber que o estimador é igualmente eficiente em todas as situações testadas. O que pode ser concluído destes testes é que essa boa performance do estimador, mesmo em situações adversas, deve-se ao fato de que os dados utilizados, embora contaminados por emissão Galáctica residual de diferentes amplitudes, são compostos pelos mesmos componentes e apresentam mesmo tipo de NG primordial (do tipo local) que o conjunto de dados usado no treinamento da RN. Além disso, outro fator que pode ter influenciado estes resultados é a definição dos intervalos \mathcal{I} para os valores de f_{NL} , que foram escolhidos nas vizinhanças dos intervalos correspondentes à classes 1, 2 e 3 dos dados de treinamento.

Tabela A.1 - Resultados da aplicação da RN derivada do Teste #4 em conjuntos de mapas contaminados por diferentes níveis de emissão Galáctica residual. Os valores \hat{f}_{NL} foram recuperados usando a Equação 5.24.

Pesos		10 %	50 %	100 %	200 %	300 %	400 %
VALORES ESPERADOS $\langle f_{\text{NL}} \rangle, \sigma(f_{\text{NL}})$	$\mathcal{I}1$	-15.0, 2.0	-15.0, 1.4	-15.0, 1.8	-15.0, 1.6	-15.0, 1.7	-15.0, 1.5
	$\mathcal{I}2$	19.5, 3.0	19.5, 3.0	19.5, 2.6	19.5, 2.7	19.5, 3.1	19.5, 3.1
	$\mathcal{I}3$	54.5, 1.9	54.5, 2.1	54.5, 1.9	54.5, 1.9	54.5, 1.6	54.5, 1.9
	$\mathcal{I}4$	85.0, 1.9	85.0, 1.9	85.0, 1.7	85.0, 1.4	85.0, 1.6	85.0, 1.7
VALORES ESTIMADOS $\langle \hat{f}_{\text{NL}} \rangle, \sigma(\hat{f}_{\text{NL}})$	$\mathcal{I}1$	-12.3, 8.3	-12.2, 8.2	-12.0, 8.1	-11.9, 8.1	-11.8, 8.3	-11.5, 8.3
	$\mathcal{I}2$	20.0, 6.0	20.0, 6.1	20.1, 5.4	20.2, 5.6	20.3, 5.9	20.6, 6.4
	$\mathcal{I}3$	53.2, 5.9	53.2, 5.8	53.3, 6.0	53.4, 5.9	53.5, 5.7	53.6, 5.6
	$\mathcal{I}4$	81.6, 7.8	81.4, 7.9	81.7, 8.0	81.9, 7.9	82.1, 8.1	82.1, 8.2
Max (Δf_{NL})	$\mathcal{I}1, \mathcal{I}2,$ $\mathcal{I}3, \mathcal{I}4$	30.8	28.3	29.8	29.4	31.0	29.3
$\sigma(\Delta f_{\text{NL}})$	$\mathcal{I}1, \mathcal{I}2,$ $\mathcal{I}3, \mathcal{I}4$	6.8	6.8	6.8	6.8	6.9	7.0

APÊNDICE B - PLANO DE VOO PARA A MISSÃO OLIMPO

O objetivo principal da missão OLIMPO é focar em um grupo de aglomerados de galáxias selecionados (cerca de 40 objetos em uma primeira missão) de forma a medir seu sinal SZ em detalhes. A seleção destes objetos deve ser realizada cuidadosamente de acordo com sua posição na região de alcance do instrumento, a amplitude do seu sinal SZ (ou parâmetro de comptonização y), dentre outros fatores.

A observação “profunda” de todos os alvos, com a dedicação de tempo suficiente para cada objeto e durante o período total previsto de voo, requer a elaboração de um plano de voo detalhado, de forma a otimizar o tempo de observação. A elaboração deste plano inicia-se com a verificação de toda a região que o instrumento pode alcançar, que é definida de acordo com as características e limitações do instrumento, além de fatores externos, como, por exemplo, a posição do sol durante a observação e a posição geográfica do instrumento.

Este apêndice resume os detalhes deste procedimento, apresentando a região do céu em que o OLIMPO pode realizar suas observações em condições ótimas. Conhecendo esta região foi possível atualizar uma antiga lista de aglomerados selecionados para observação pelo OLIMPO, identificando novos possíveis alvos no catálogo de aglomerados SZ disponibilizado pela colaboração Planck. Os resultados obtidos destas análises também são apresentados a seguir.

B.1 Definição da região de alcance

O OLIMPO será lançado pela primeira vez da ilha de Svalbard com previsão de voo com duração de duas semanas e deverá manter uma latitude constante de $\sim 80^\circ N$. Estas são informações importantes para a identificação da região de alcance do OLIMPO. Igualmente importante são detalhes dos movimentos que o instrumento pode executar durante a observação. A estratégia que será adotada pelo OLIMPO para observação é a seguinte: o instrumento como um todo irá executar um movimento em azimute, de forma a cobrir grandes regiões, enquanto a estrutura interna do instrumento, com o telescópio e o sistema de detecção acoplados (este último abrigado pelo criostato), pode ser inclinada de forma a observar o intervalo de 0° a 60° em elevação durante a observação. Já o espelho primário executa um movimento em *cross-elevation*, ou seja, em uma direção ortogonal ao ângulo de elevação, que não é a direção azimutal, de até 3° (NATI et al., 2007; MASI et al., 2008). A Figura B.1 fornece uma ideia melhor de como é este movimento em *cross-elevation*, em que o espelho primário executa um movimento de B para C .

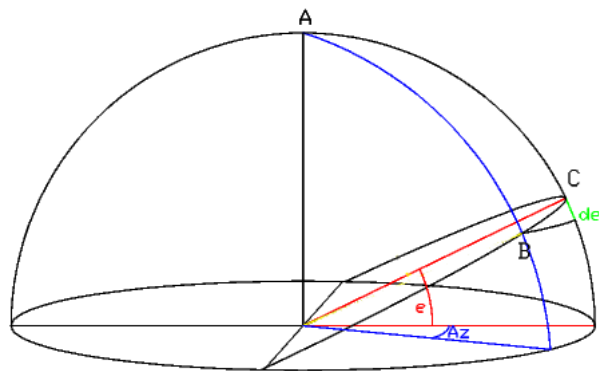


Figura B.1 - Esquema da varredura em *cross-elevation* do espelho primário. Este movimento combinado com a variação em elevação resulta na diferença *de* mostrada em verde. O esquema também mostra que o movimento de *B* para *C*, ou seja, em *cross-elevation*, não corresponde à direção azimutal.

Fonte: Adaptada de Nati (2007)

Esta estratégia de varredura será adotada para a observação de todos os alvos da lista. A velocidade desta varredura deverá ser a mais alta possível, mas compatível com as limitações do instrumento. Características como o tamanho do feixe e o tempo de resposta dos receptores, por exemplo, impõem um limite de $1^\circ/\text{segundo}$. Já a amplitude da região varrida em torno do aglomerado deverá ser de $\sim 1^\circ$ no céu, de forma a ter uma região suficientemente grande para analisar e subtrair a emissão contaminante e tempo suficiente para fazer a inversão da velocidade.

Outro fator importante e que impõe restrições ao movimento do instrumento é a posição que o sol ocupa durante o período em que a observação está sendo realizada. É necessário que o instrumento esteja voltado para direções opostas de ao menos 60° da posição do sol. A Figura B.2 mostra a posição do sol durante o verão do hemisfério norte, época do ano em que o OLIMPO deverá ser lançado, e também permite ter uma ideia preliminar da região observável com o OLIMPO, que corresponde a uma grande fração do hemisfério norte.

Com base em todos os fatores mencionados, um código, previamente desenvolvido para o cálculo da região de alcance do OLIMPO, foi atualizado de acordo com informações e características atuais do instrumento. Como a previsão para lançamento e observação é o verão de 2015, o cálculo da região foi feito considerando 14 dias de observação, com início no dia 15 de julho às 0 horas (UT). Além disso, foram definidos os movimentos em elevação no intervalo de 20° a 55° e em azimute de -60° a 60° . Vale notar que as características do instrumento permitem uma variação de 1° a 60°

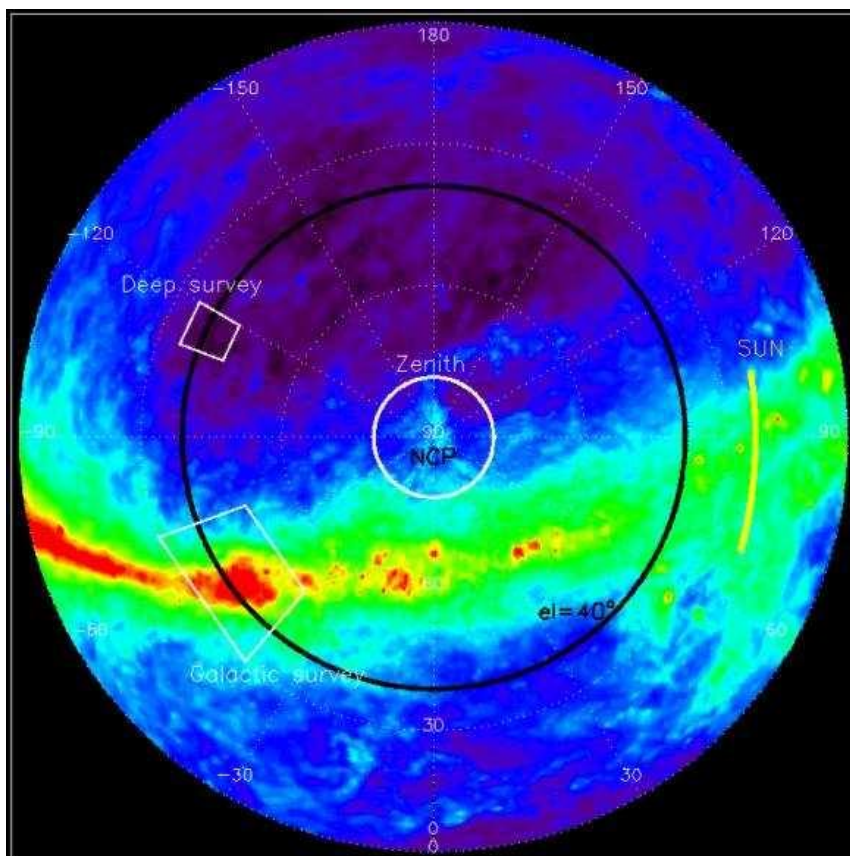


Figura B.2 - Mapa mostrando o céu observável durante um voo de longa duração a partir da ilha de Svalbard. As cores falsas representam a emissão de poeira interestelar na frequência de 3000GHz. A linha branca representa zenite local do instrumento durante o voo. A linha amarela marca a posição do sol durante a época do voo. As regiões envoltas por uma linha fina branca são os possíveis locais propícios para uma realização de um *blind survey* "profundo" (região limpa propícia para busca de aglomerados desconhecidos) e de um survey Galáctico. A elevação de 40° propícia para observação das duas regiões é representada pela linha preta.

Fonte: Masi et al. (2008).

em elevação, como mencionado. O intervalo definido para a varredura em elevação foi estabelecido para evitar colisão entre a estrutura interna e externa do telescópio. A região dentro da qual os aglomerados poderão ser selecionados para serem observados pelo OLIMPO é apresentada na Figura B.3, em coordenadas Galácticas (à esquerda) e equatoriais (à direita).

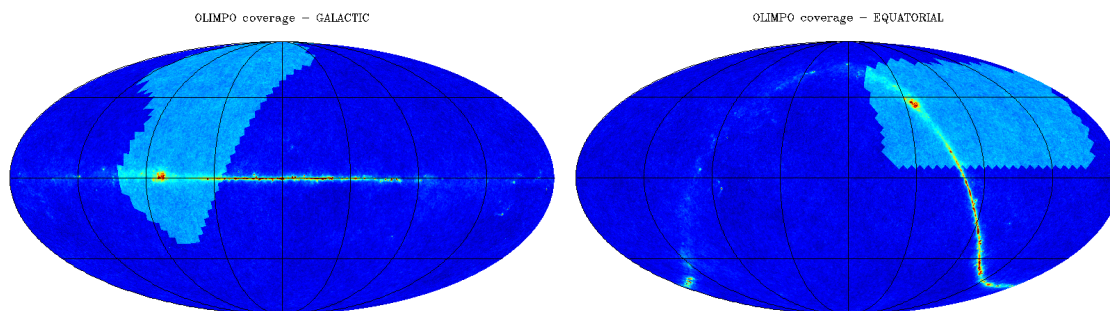


Figura B.3 - A área mais clara representa a região de alcance para observação do OLIMPO em coordenadas Galácticas (à esquerda) e equatoriais (à direita).

B.2 Atualização da lista de alvos

A principal estratégia de observação do telescópio OLIMPO é a observação de um conjunto de aglomerados previamente selecionado de acordo com uma série de fatores, dentre eles: (i) sua posição na região de alcance do instrumento, (ii) o período de tempo em que eles ficam visíveis para o telescópio e (iii) a amplitude do parâmetro de comptonização y . Uma primeira lista de alvos já havia sido elaborada a partir de um conjunto de aglomerados conhecidos na literatura, como mostrado na Figura B.4, onde estão representadas suas posições e intensidades na região observável pelo OLIMPO.

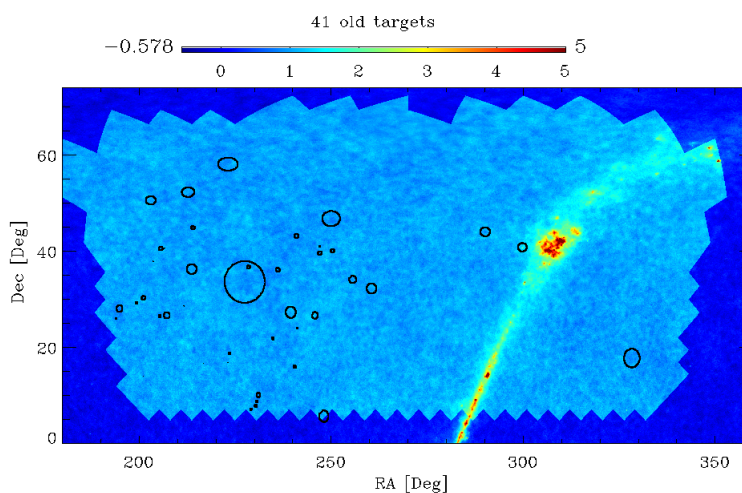


Figura B.4 - Mapa da região alcance do OLIMPO onde estão representadas as posições dos aglomerados presentes na antiga lista de alvos. O diâmetro de cada círculo é proporcional à amplitude do parâmetro de comptonização do objeto.

Em 2013 a colaboração Planck liberou um catálogo com 1227 objetos observados via efeito SZ. Este conjunto engloba 683 aglomerados previamente conhecidos na literatura, detectados por outros experimentos; 178 novas detecções, confirmadas a partir da contrapartida de observações em outros comprimentos de onda, e um conjunto de 366 candidatos a aglomerados (Planck Collaboration (2014k); vide Capítulo 7). Sendo assim, foi necessário atualizar a lista de alvos do OLIMPO considerando este novo catálogo.

Uma primeira seleção de possíveis alvos dentre os objetos do catálogo Planck foi feita identificando aqueles situados dentro da região observável do OLIMPO, baseada na amplitude do sinal SZ, de forma a selecionar os alvos mais intensos e de mais fácil detecção. Para tal descartamos aqueles objetos cuja amplitude y é inferior a um determinado valor limite, escolhido como sendo $max(y)/10$, ou seja, a décima parte do parâmetro de comptonização do aglomerado de maior sinal SZ dentro da região de alcance do OLIMPO. No mapa da Figura B.5 estão representadas as posições dos objetos selecionados. Desta figura também é possível perceber que alguns objetos (marcados em vermelho) situam-se próximos à borda da região observável e ao plano Galáctico. A distância de regiões impróprias para a observação pelo OLIMPO é outro critério usado para a seleção dos alvos, e, sendo assim, os objetos marcados em vermelho na Figura B.5 também são descartados.

Outro cuidado tomado foi a verificação do intervalo de tempo que cada objeto estará visível. Como o objetivo da missão é a *survey* profundo dos objetos, ou seja, sua varredura durante um longo período de tempo, é necessário se certificar de que estes objetos estarão visíveis por tempo suficiente. Para isso foram calculados os valores de elevação durante um período de 24 horas, cujos gráficos estão apresentados à esquerda da Figura B.6. Este cálculo corresponde a um dia possível para início das observações, o dia 15 de junho, e apenas para o período de um dia, já que para uma duração de 10-15 dias de voo não há mudança significativa no período de visibilidade destes objetos. As linhas horizontais também plotadas nestes gráficos correspondem aos limites de 20° e 50° em elevação que o instrumento deve obedecer (vide Subseção B.1). O trecho do trajeto que situa-se na região entre as duas retas corresponde ao intervalo de tempo que o objeto poderá ser observado. É possível concluir destes gráficos que todos os alvos permanecem visíveis por pelo menos 3 horas e 30 minutos, ou seja, com tempo suficiente para observação. Já ao lado direito da mesma Figura B.6 são plotados os gráficos dos valores de azimute destes alvos durante as mesmas 24 horas. As retas pretas contínuas representam uma distância de 60° do sol, cujo caminho percorrido em azimute é representado pela reta preta

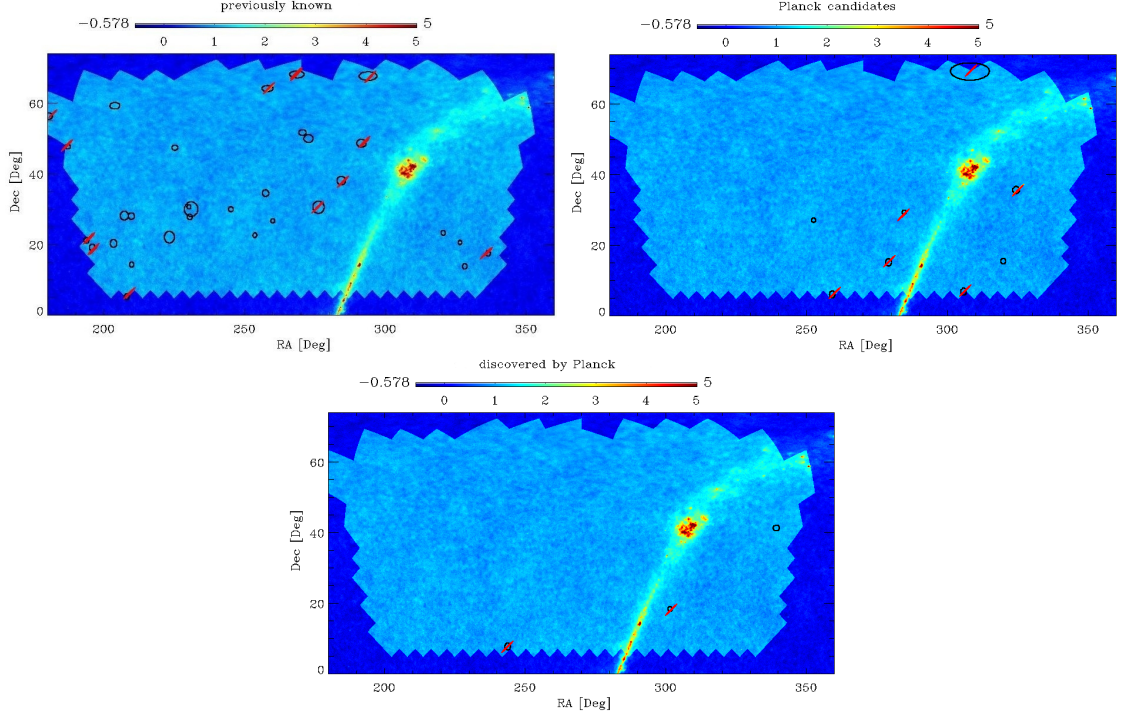


Figura B.5 - Representação das posições de objetos observados pelo Planck e que estão situados na região de alcance do OLIMPO. Acima, à esquerda: aglomerados previamente observados por outros instrumentos; acima, à direita: detecções feitas pelo Planck; e abaixo: candidatos a aglomerados. O tamanho de cada círculo é proporcional à amplitude do parâmetro de comptonização do objeto.

tracejada. Estes gráficos mostram que todos os objetos selecionados permanecem a uma distância adequada do sol por um intervalo de tempo suficiente para sua observação.

Por fim, a antiga lista de alvos foi combinada ao conjunto de objetos selecionados a partir do catálogo do Planck, contabilizando um total de 59 alvos. A redução desta nova lista atualizada foi feita considerando novamente a amplitude do sinal SZ de cada alvo, de forma a selecionar aqueles com a maior razão SNR. O sinal SZ de cada objeto para cada banda de frequência com largura $[\nu_1, \nu_2]$ é calculado a partir da Equação 7.2 como sendo

$$S_{SZ} = A \Omega y \int_{\nu_1}^{\nu_2} g(x) \epsilon(\nu) d\nu, \quad (\text{B.1})$$

em que A é a área efetiva do instrumento (200 cm), Ω o ângulo sólido do instrumento na correspondente banda de frequência (vide Tabela 8.1) e $\epsilon(\nu)$ a emissividade do sistema (aproximadamente constante e $\mathcal{O}(1)$ para todas as bandas). Já o ruído pode

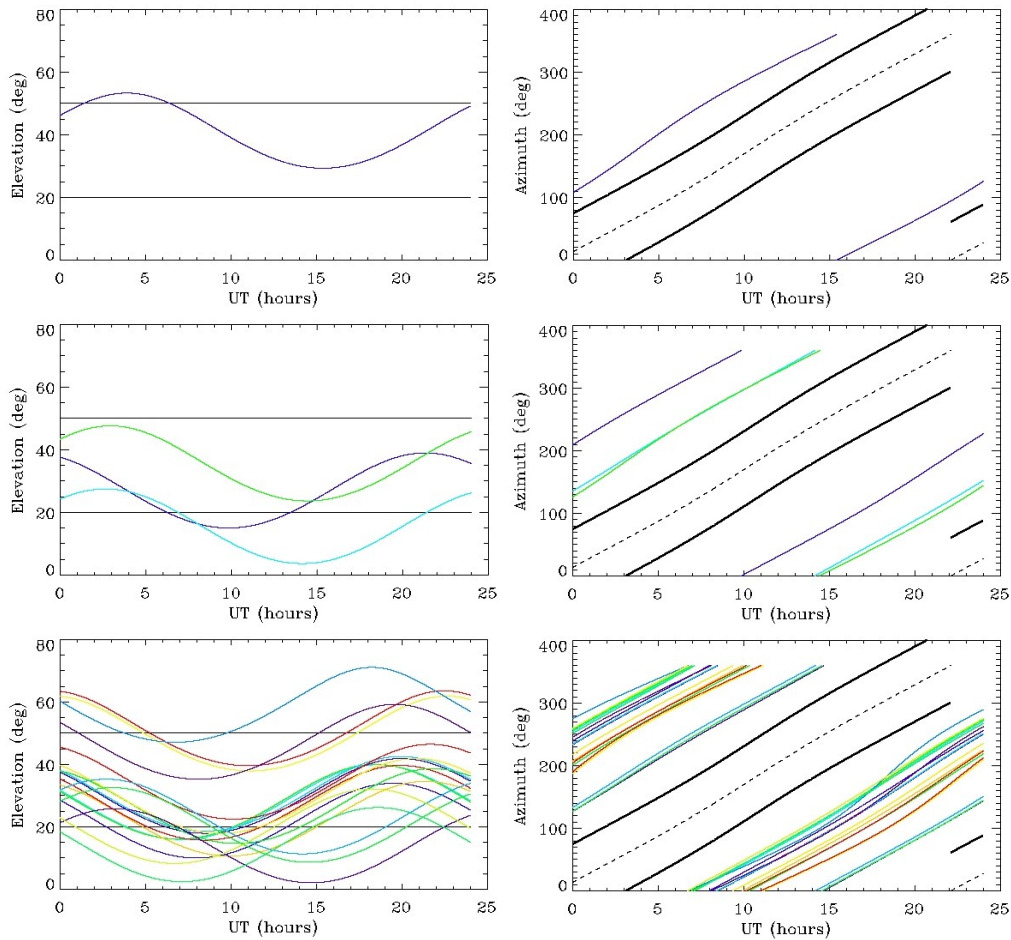


Figura B.6 - Gráficos dos movimentos em elevação e azimute de cada alvo selecionado, representados por linhas de diferentes cores. As linhas horizontais nos gráficos à esquerda representam os limites do movimento em elevação pelo instrumento. A linha pontilhada e contínua nos gráficos à direita representam o movimento em azimute do sol e a distância de 60° dele durante o trajeto, respectivamente.

ser aproximado pelo parâmetro NEP (do Inglês *Noise Equivalent Power*), uma medida da sensibilidade do detector, cujos valores para cada banda estão resumidos na Tabela 8.1 (vide também Seção 8.2.2 para uma descrição). Desta forma um valor aproximado da razão SN, correspondente a um segundo de observação, permitiu reduzir a lista de alvos para um total de 42 objetos, escolhidos dentre os mais intensos. Estes alvos estão reunidos na Tabela B.1, onde são discriminados como pertencentes à antiga lista de alvos e aos três diferentes tipos de observações feitas pelo Planck. A última coluna desta tabela fornece o tempo médio de observação estimado para cada objeto. Este intervalo foi definido de forma a atingir uma mesma razão SN para todos os objetos selecionados, totalizando 10 horas de observação.

Tabela B.1 - Lista atualizada de alvos para o OLIMPO. Dentre eles estão objetos da antiga lista e do catálogo do Planck (aglomerados já conhecidos, descobertos pelo Planck e candidatos a aglomerados).

	ID	Nome	RA (°)	DEC (°)	t_{obs} (10^3 s)
	65	ABELL2219	250,09	46,69	2,14
	71	ABELL2390	328,39	17,67	2,27
	51	ABELL1995	223,21	58,05	2,76
	70	ABELL2319	290,19	43,96	3,20
	43	ABELL1758	203,13	50,51	3,36
	121	MS1621,5+2640	245,9	26,56	3,92
	151	WARPJ1415.1+3612	213,8	36,2	3,96
	100	CYGNUSA	299,39	40,73	4,02
	40	ABELL1656	194,95	27,98	4,15
	58	ABELL2142	239,57	27,23	4,17
	63	ABELL2204	248,19	5,58	4,90
	69	ABELL2261	260,62	32,15	4,94
1ª lista	53	ABELL2034	227,56	33,53	9,22
	45	ABELL1795	207,25	26,59	10,97
	66	ABELL2244	255,68	34,05	12,97
	143	RXJ1524.6+0957	231,17	9,96	13,04
	1	3C295CLUSTER	212,83	52,2	13,56
	165	[VMF98]184	250,47	40,03	13,77
	134	RDCSJ1317+2911	199,34	29,19	28,31
	163	[VMF98]148	205,71	40,47	31,64
	57	ABELL2124	236,25	36,06	32,88
	59	ABELL2147	240,57	15,9	35,60
	62	ABELL2199	247,15	39,52	37,46
	56	ABELL2107	234,95	21,77	46,60
	164	[VMF98]158	214,12	44,78	52,10
	120	MS1512.4+3647	228,61	36,61	59,67
	44	ABELL1775	205,48	26,37	61,20
	141	RXCJ1524.1+2955	231,05	29,92	9,50
	153	RXCJ1720.1+2637	260,05	26,62	10,14
	185	RXCJ1709.8+3426	257,48	34,47	15,25
	120	RXCJ1522.4+2742	230,60	27,72	16,14
Conhecidos	233	ZwCl2151.0+1325	328,25	13,73	31,61
	147	RXCJ1521.2+3038	230,30	30,62	35,43
	113	RXCJ1349.3+2806	207,35	28,10	40,35
	411	RXCJ1336.1+5912	203,97	59,19	41,86
	1227	RXCJ1334.1+2013	203,54	20,23	47,46
	263	ACO2018	225,27	47,30	55,78
	154	RXCJ1620.5+2953	245,15	29,92	60,60
Descobertos	340	PSZ1G097.52-14.92	339,39	41,25	—
	143	PSZ1G047.44+37.39	252,54	27,01	—
Candidatos	218	PSZ1G066.01-23.30	319,89	15,41	—
	282	PSZ1G084.41-12.43	324,46	35,58	—

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Contam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.