



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2019/02.22.18.04-TDI

**SIMULAÇÕES DO PROCESSO DE SEPARAÇÃO DE
COMPONENTES E RECUPERAÇÃO DO SINAL DE 21
CM DO HI APLICADAS AO RADIOTELESCÓPIO
BINGO**

Eduardo Jubini de Merícia

Dissertação de Mestrado do
Curso de Pós-Graduação em
Astrofísica, orientada pelo Dr.
Carlos Alexandre Wuensche de
Souza, aprovada em 07 de março
de 2019.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3SQ8UHS>>

INPE
São José dos Campos
2019

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GBDIR)

Serviço de Informação e Documentação (SESID)

CEP 12.227-010

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/7348

E-mail: pubtc@inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE - CEPPII (PORTARIA Nº 176/2018/SEI-INPE):**Presidente:**

Dra. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CGCPT)

Membros:

Dra. Carina Barros Mello - Coordenação de Laboratórios Associados (COCTE)

Dr. Alisson Dal Lago - Coordenação-Geral de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CGCEA)

Dr. Evandro Albiach Branco - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (COCST)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia e Tecnologia Espacial (CGETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação-Geral de Observação da Terra (CGOBT)

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação - (CPG)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

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

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Ivone Martins - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Cauê Silva Fróes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2019/02.22.18.04-TDI

**SIMULAÇÕES DO PROCESSO DE SEPARAÇÃO DE
COMPONENTES E RECUPERAÇÃO DO SINAL DE 21
CM DO HI APLICADAS AO RADIOTELESCÓPIO
BINGO**

Eduardo Jubini de Merícia

Dissertação de Mestrado do
Curso de Pós-Graduação em
Astrofísica, orientada pelo Dr.
Carlos Alexandre Wuensche de
Souza, aprovada em 07 de março
de 2019.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3SQ8UHS>>

INPE
São José dos Campos
2019

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Merícia, Eduardo Jubini de.

M543s Simulações do processo de separação de componentes e recuperação do sinal de 21 cm do HI aplicadas ao radiotelescópio BINGO / Eduardo Jubini de Merícia. – São José dos Campos : INPE, 2019.

xxii + 147 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21c/2019/02.22.18.04-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2019.

Orientador : Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza.

1. Oscilações acústicas de bárions. 2. Cosmologia de 21 cm. 3. Mapeamento de intensidade. 4. Radioastronomia. 5. Separação de componentes. I.Título.

CDU 520.2



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/).

Aluno (a): **Eduardo Jubini de Mericia**

Título: "SIMULAÇÕES DO PROCESSO DE SEPARAÇÃO DE COMPONENTES E RECUPERAÇÃO DO SINAL DE 21 CM DO HI APLICADAS AO RADIOTELESCÓPIO BINGO"

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

Astrofísica

Dr. Oswaldo Duarte Miranda



Presidente / INPE / SJC Campos - SP

() Participação por Video - Conferência

Aprovado () Reprovado

Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza



Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

() Participação por Video - Conferência

Aprovado () Reprovado

Dr. José Williams dos Santos Vilas Boas




Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

() Participação por Video - Conferência

Aprovado () Reprovado

Dra. Zulema Abraham



Convidado(a) / IAG/USP / São Paulo - SP

() Participação por Video - Conferência

Aprovado () Reprovado

Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

unanimidade

São José dos Campos, 07 de março de 2019

A minha mãe Sandra, in memoriam.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço a meu pai, por sempre ter me incentivado a estudar, independentemente das circunstâncias.

À minha esposa Mayara pelo carinho, paciência e dedicação, sempre me apoiando na busca pela realização desse sonho.

A meu irmão Everton, por todo o apoio e aconselhamento dados, mesmo que à distância.

Aos amigos Felipe, Fernando, Fred e Samantha. Sem vocês a realização desse trabalho não teria sido possível. Obrigado por me ajudarem a superar os momentos mais difíceis e me acompanharem nas horas mais divertidas.

À Aysse, Carol, Eunice e Lorena, pela amizade sincera, cuidados e conselhos dados durante toda a caminhada.

Ao Dr. Carlos Alexandre Wuensche pela orientação desse trabalho. Agradeço também o apoio e a paciência dedicados nos momentos mais difíceis pelos quais passei nesse período.

Ao Dr. Vincenzo Liccardo pelas discussões sempre construtivas e pelo auxílio nas simulações.

Aos professores do curso de pós graduação em Astrofísica do INPE. Vocês tiveram papel extremamente importante para minha formação profissional e pessoal. Agradeço em especial ao Dr. José Carlos de Araújo pelo suporte dado no momento de maior adversidade e ao Dr. Flávio D'Amico pelas conversas e conselhos.

Aos funcionários do INPE.

À CAPES pelo suporte financeiro.

RESUMO

Explicar a expansão acelerada é um dos maiores desafios da cosmologia atual. Segundo o modelo padrão Λ CDM, um possível causador desse efeito seria a energia escura, responsável por cerca de 70 % da densidade de energia total do universo. Entre os diversos meios de medir os efeitos da energia escura na evolução cósmica, a observação das oscilações acústicas de bárions (do inglês, *baryonic acoustic oscillations* - BAO) tem se mostrado muito eficiente. Elas já foram detectadas no óptico e podem ser rastreadas em diversas faixas de rádio, incluindo a linha de emissão em 21 cm do HI. O radiotelescópio BINGO (*BAO from Integrated Neutral Gas Observations*) tem como objetivo detectar essas oscilações de bárions na faixa de rádio e produzir mapas tridimensionais da distribuição de HI, contribuindo de forma direta para a caracterização da energia escura. As medidas serão realizadas com a técnica conhecida como mapeamento de intensidade, aplicada à linha de emissão em 21 cm do HI (corrigida pelo *redshift*), feita sobre grandes áreas do céu. O sinal captado pelo BINGO será uma combinação de emissões origem atmosférica, galáctica e extragaláctica, bem como do ruído instrumental. Somados, esse sinais podem ser cerca de quatro ordens de grandeza mais intensos que o sinal de HI. Essa característica exige um processo de separação de componentes eficiente, com parâmetros bem ajustados, de forma a garantir a recuperação do sinal de HI medido. Com intuito de testar e otimizar os parâmetros construtivos, operacionais e o próprio processo de análise de dados, foi desenvolvido pela colaboração um conjunto de rotinas computacionais e procedimentos que simulam a operação do BINGO, conhecida como *pipeline*, cuja entrada é composta por mapas de diferentes mecanismos de emissão, produzidos por modelos teóricos ou por observações, bem como pelos ruídos inerentes ao equipamento e ao ambiente. A esses são acrescentadas características construtivas do radiotelescópio, como número e arranjo de cornetas, projeto óptico e características dos receptores. A *pipeline* produz como saída mapas de temperatura e séries temporais que simulam o sinal captado pelo instrumento durante um dado período de operação. Em seguida esses dados de saída precisam passar por um processo de separação de componentes, com intuito de recuperar a distribuição de HI. No contexto do que foi descrito anteriormente, o objetivo desse trabalho é entender o funcionamento da *pipeline* e utilizá-la para experimentar diferentes cenários construtivos e operacionais do instrumento, produzindo mapas de observação e com esses testar um método de separação de componentes (GNILC), medindo sua eficiência no processo de recuperação do sinal de HI.

Palavras-chave: Oscilações Acústicas de Bárions. Cosmologia de 21 cm. Mapeamento de Intensidade. Radioastronomia. Separação de Componentes.

SIMULATION OF THE COMPONENT SEPARATION PROCESS AND RECONSTRUCTION OF THE 21CM HI SIGNAL APPLIED TO THE BINGO RADIO TELESCOPE

ABSTRACT

Explaining the accelerated expansion is one of the greatest challenges of today's cosmology. According to the standard model Λ CDM, one of the possible causes of this effect would be the dark energy, responsible for about 70% of the total energy density of the universe. There are several ways of measuring the effects of dark energy on cosmic evolution and the baryon acoustic oscillations (BAO) is a very efficient one. BAO have already been detected in the optic band and can be screened in various radio frequencies, including the emission line at 21 cm from HI. The BINGO radio telescope (BAO from Integrated Neutral Gas Observations) aims to detect these oscillations in the frequency and intensity range of three-dimensional HI images, directly contributing to the characterization of dark energy. The measurements will be implemented through intensity mapping of the 21 cm emission line of neutral H, corrected by the redshift, over large areas of the sky. The signal collected by BINGO will be a combination of atmospheric, galactic and extragalactic origin emissions as well as instrumental noise. In addition, these signals are about four orders of magnitude more intense than the HI signal. Disentangling those emissions requires an efficient component separation process with well-adjusted parameters to ensure recovery of the measured HI signal. In order to test and optimize the constructive and operational parameters and the data analysis process itself, a set of computational routines and procedures that simulate the BINGO operation was implemented. Its input is composed by maps of different emission mechanisms, produced by theoretical models or by observations, as well as by the inherent noise of the equipment and the environment. The number and arrangement of horns, optical design and receiver characteristics are also input as constructive features of the radio telescope. The pipeline produces, as output, temperature maps and time series that simulate the signal picked up by the instrument during a given period of operation. Then, these output data must pass through a component separation process, in order to recover the desired HI component. In the context of what has been described previously, the purpose of this work is to understand the operation of the pipeline and to use it to test different constructive and operational scenarios of the instrument, generating sky maps as they should be seen by the instrument and use them to evaluate the efficiency of a component separation method (GNILC) to recover the HI signal.

Keywords: Baryon Acoustic Oscillations. 21 cm Cosmology. Intensity Mapping. Radio Astronomy. Component Separation.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Diagrama de Hubble e resíduos.	13
2.2 Parâmetro de Hubble em função do ano de publicação	14
2.3 Abundâncias de elementos leves.	16
2.4 Módulo de distância por <i>redshift</i> para Supernovas Ia.	21
2.5 Comparação entre espectros de potência linear e não linear de matéria	25
2.6 Espectro de potência de matéria	26
2.7 Evolução do perfil radial de massa	29
2.8 Evolução temporal do sinal de 21 cm	32
2.9 Estrutura hiperfina do hidrogênio	34
2.10 Transição entre níveis na estrutura hiperfina do hidrogênio	34
2.11 Perfil de emissão medido de 21 cm do hidrogênio galáctico	40
2.12 Evolução temporal das fontes de excitação do sinal de 21 cm	50
2.13 Simulação de mapeamento de intensidade versus observação de um campo do céu	53
2.14 Diagrama esquemático da história do universo	54
2.15 Espectro de potência de um mapeamento de intensidade.	55
3.1 Sistema óptico do tipo <i>Crossed-Dragone</i>	58
3.2 Projeto óptico do BINGO	59
3.3 Disposição das cornetas no plano focal	60
3.4 Padrão de potência de uma antena e seus lóbulos associados.	62
3.5 Desenho da corneta do BINGO	63
3.6 Diagrama de irradiação da corneta e resultado do estudo de perda de retorno para um sinal de 1100 MHz com polarização horizontal.	64
3.7 Diagrama de irradiação da corneta e resultado do estudo de perda de retorno para um sinal de 1100 MHz com polarização vertical.	64
3.8 Diagrama de perda de retorno do protótipo de uma corneta do BINGO.	65
3.9 Protótipo da corneta do BINGO usada nos testes eletromagnéticos.	66
3.10 Diagrama simplificado de um receptor do BINGO com as temperaturas de ruído e as potências de cada estágio.	67
3.11 Mapa de distribuição das rotas aéreas de parte da região Nordeste.	70
3.12 Mapa do estado da Paraíba	71
3.13 Medidas de RFI no estado da Paraíba	72
3.14 Diagrama de Hubble com faixas de observação de diferentes radiotelescópios	74
3.15 Diagrama esquemático simplificado do CHIME.	74

3.16	Arranjo e antenas do radiotelescópio Tianlai	75
3.17	Antenas do MeerKAT em 2017.	76
3.18	Volumes observados do universo para experimentos em construção e futuros	77
3.19	Antena do EDGES na Austrália.	79
4.1	Contaminantes galácticos e extragalácticos da radiação de 21 cm em 120 MHz.	82
4.2	Temperatura de antena devido às emissões da RCFM e dos <i>foregrounds</i> em função da frequência.	83
4.3	Mapa de Emissão Síncrotron em 1110 MHz	85
4.4	Mapa de Emissão Bremsstrahlung em 1110 MHz	86
4.5	Espectro de corpo negro modificado referente à emissão térmica de poeira	87
4.6	Espectro de emissão da RCFM representado por um corpo negro	89
4.7	Mapa de emissão teórica de HI em 1110 MHz	91
4.8	Fluxograma do simulador de missão do BINGO	95
4.9	Funções janela $h_l^{(j)}$ para $B = 2$ e escalas $j = 3$, $j = 4$ e $j = 5$	104
4.10	Exemplo de aplicação de um conjunto particular de <i>needlets</i> a um mapa de HI	105
5.1	Arranjo com 34 cornetas no plano focal	111
5.2	Arranjo com 44 cornetas no plano focal	111
5.3	Arranjo com 52 cornetas no plano focal	112
6.1	Mapa simulado com 34 cornetas e 1 mês de observação	116
6.2	Mapa de pesos simulado com 34 cornetas e 1 mês de observação	116
6.3	Mapa simulado com 44 cornetas e 1 mês de observação	117
6.4	Mapa de pesos simulado com 44 cornetas e 1 mês de observação	117
6.5	Mapa simulado com 52 cornetas e 1 mês de observação	118
6.6	Mapa de pesos simulado com 52 cornetas e 1 mês de observação	118
6.7	Mapa simulado com 34 cornetas e 6 meses de observação	119
6.8	Mapa de pesos simulado com 34 cornetas e 6 meses de observação	119
6.9	Mapa simulado com 44 cornetas e 6 meses de observação	120
6.10	Mapa de pesos simulado com 44 cornetas e 6 meses de observação	120
6.11	Mapa simulado com 52 cornetas e 6 meses de observação	121
6.12	Mapa de pesos simulado com 52 cornetas e 6 meses de observação	121
6.13	Mapa simulado com 34 cornetas e 12 meses de observação	122
6.14	Mapa de pesos simulado com 34 cornetas e 12 meses de observação	122
6.15	Mapa simulado com 44 cornetas e 12 meses de observação	123
6.16	Mapa de pesos simulado com 44 cornetas e 12 meses de observação	123
6.17	Mapa simulado com 52 cornetas e 12 meses de observação	124
6.18	Mapa de pesos simulado com 52 cornetas e 12 meses de observação	124

6.19	Mapa da observação com 34 cornetas durante 1 mês	125
6.20	Mapa da observação com 34 cornetas durante 1 mês sem o nível de 70 K	126
6.21	Teste de consistência da ferramenta GNILC.	128
6.22	Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHZ para 34 cornetas e 1 mês	130
6.23	Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHZ para 34 cornetas e 1 mês	131
6.24	Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHZ para 44 cornetas e 1 mês	132
6.25	Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHZ para 44 cornetas e 1 mês	133
6.26	Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHZ para 44 cornetas e 1 mês	134
6.27	Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHZ para 52 cornetas e 1 mês	135
6.28	Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHZ para 34 cornetas e 1 mês sem ruído 1/f	136

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Resultados finais (2013) do satélite WMAP para os principais parâmetros do modelo Λ CDM.	20
2.2 Resultados finais (2018) do satélite Planck para os principais parâmetros do modelo Λ CDM.	20
2.3 Horizonte sonoro de BAO r_s medido pelo WMAP e pelo Planck a partir de anisotropias da RCFM.	30
5.1 Parâmetros Instrumentais	109
5.2 Parâmetros variados	110
5.3 Amplitude do ruído térmico para cada cenário observacional	112
5.4 Conjuntos de <i>needlets</i> testados	113
6.1 Índices de desempenho do GNILC para 34 cornetas e 1 mês de observação	129
6.2 Índices de desempenho do GNILC para 44 cornetas e 1 mês de observação	132
6.3 Índices de desempenho do GNILC para 52 cornetas e 1 mês de observação	133

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

2dFGRS	–	<i>2 degree Field Galaxy Redshift Survey</i>
6dFGRS	–	<i>6 degree Field Galaxy Redshift Survey</i>
ACP	–	Análise de Componentes Principais
ADS-B	–	Automatic dependent surveillance-broadcast
AIC	–	<i>Akaike Information Criterion</i>
BAO	–	<i>Baryonic Acoustic Oscillations</i>
BINGO	–	<i>Baryonic acoustic oscillations from Integrated Neutral Gas Observations</i>
BOSS	–	<i>Baryonic Oscillation Spectroscopic Survey</i>
CDM	–	<i>Cold Dark Matter</i>
CHIME	–	<i>Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment</i>
COBE	–	<i>Cosmic Background Explorer</i>
COMAP	–	<i>Carbon Monoxide Mapping Array Pathfinder</i>
EDGES	–	<i>Experiment to Detect the Global Epoch of Reionization Signature</i>
EoR	–	Epoch of Reionization
FIRAS	–	<i>Far-InfraRed Absolute Spectrophotometer</i>
FITS	–	<i>Flexible Image Transport System</i>
FLRW	–	Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker
FP	–	<i>Focal Plane</i>
GNILC	–	<i>Generalized Needlet Internal Linear Combination</i>
HDF	–	<i>Hierarchical Data Format</i>
HI	–	Hidrogênio Neutro
HST	–	<i>Hubble Space Telescope</i>
ILC	–	<i>Internal Linear Combination</i>
LNA	–	<i>Low Noise Amplifier</i>
MCP	–	Modelo Cosmológico Padrão
MeerKAT	–	<i>Meer Karoo Array Telescope</i>
MI	–	Mapeamento de Intensidade
MLCS	–	<i>Multiple Longest Common Subsequence</i>
PC	–	Princípio Cosmológico
PM	–	<i>Primary Mirror</i>
RCFM	–	Radiação Cósmica de Fundo em Micro-ondas
RFI	–	<i>Radio Frequency Interference</i>
SDSS	–	<i>Sloan Digital Sky Survey</i>
SDSS LRG	–	<i>Sloan Digital Sky Survey Luminous Red Galaxy</i>
SKA	–	<i>Square Kilometre Array</i>
SM	–	<i>Secondary Mirror</i>
SNLS	–	<i>SuperNova Legacy Survey</i>
VLA	–	<i>Very Large Array</i>
WMAP	–	<i>Wilkinson Microwave Anisotropy Probe</i>

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS	3
2.1 O Modelo Cosmológico Padrão	3
2.1.1 A Dinâmica do Universo	3
2.1.2 Inventário Cósmico	7
2.1.3 Observáveis Cosmológicos	11
2.2 Oscilações Acústicas de Bárions	22
2.2.1 Fundamentação Teórica	22
2.2.2 Observações	28
2.3 A Cosmologia de 21 cm	30
2.3.1 Visão Geral	31
2.3.2 A Linha de 21 cm do HI	33
2.3.3 Transferência Radiativa	35
2.3.4 A Temperatura de <i>Spin</i> T_S	45
2.3.5 Épocas da Cosmologia de 21 cm	49
2.3.6 Medindo a Linha de 21 cm	51
2.4 Mapeamento de Intensidade	52
3 O BINGO	57
3.1 Descrição geral do instrumento	57
3.2 Sistema Óptico	58
3.3 Cornetas	61
3.4 Receptores	66
3.5 Sítio e RFI	68
3.5.1 Fontes de RFI	68
3.5.2 Escolha do Sítio	69
3.5.3 Próximos Passos	71
3.6 O BINGO e a Cosmologia de 21 cm	71
3.7 Outros Experimentos Relevantes	73
4 MODELAGEM COMPUTACIONAL DO DESEMPENHO DO INSTRUMENTO	81

4.1	Parâmetros de Entrada	81
4.1.1	Emissões Galácticas e Extragalácticas	81
4.1.2	Ruído Atmosférico	88
4.1.3	Radiação Cósmica de Fundo em Micro-ondas	89
4.1.4	Emissão em 21 cm do HI	90
4.2	Parâmetros do BINGO	90
4.2.1	Número de Cornetas e Arranjo	90
4.2.2	Ruído do Instrumento	92
4.3	Dados de Saída do Instrumento	93
4.3.1	Séries Temporais	93
4.3.2	Mapas	93
4.4	Fluxograma da <i>Pipeline</i>	93
4.5	Separação de Componentes	96
4.5.1	Visão Geral	96
4.5.2	GNILC	98
5	SIMULAÇÕES DE MISSÃO	109
5.1	Parâmetros de Simulação	109
5.2	Parâmetros GNILC	112
6	RESULTADOS	115
6.1	Mapas de Observação Simulada	115
6.1.1	Mapas de 1 Mês de Observação	116
6.1.2	Mapas de 6 Meses de Observação	119
6.1.3	Mapas de 12 Meses de Observação	122
6.2	Testes de Separação de Componentes	125
6.2.1	Mapas do Sinal Recuperado de HI	125
6.2.2	Índices de Desempenho	126
6.2.3	Resultados da Separação de Componentes	127
6.3	Discussão dos Resultados	136
7	PRÓXIMAS ETAPAS	139
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	141

1 INTRODUÇÃO

Explicar a expansão acelerada do universo é um dos maiores desafios da cosmologia atual. Segundo o modelo cosmológico padrão, um possível causador desse efeito é a energia escura, responsável por 70 % da densidade de energia total do universo. Entre os diversos meios de medir os efeitos da energia escura na evolução cósmica, as oscilações acústicas de bárions (em inglês, *baryonic acoustic oscillations* - BAO) tem se mostrado muito eficientes. Elas já foram detectadas na faixa de frequências do óptico e podem ser rastreadas em rádio por meio de diversas linhas espectrais, incluindo a de 21 cm do HI.

O radiotelescópio BINGO (*BAO from Integrated Neutral Gas Observations*) tem como objetivo detectar oscilações acústicas de bárions na banda de rádio, bem como produzir mapas da distribuição espacial de HI, contribuindo de forma direta para a caracterização da energia escura. As medidas serão realizadas com a técnica denominada mapeamento de intensidade (MI), aplicada à linha espectral de 21 cm do HI (corrigida pelo *redshift*), observada em grandes áreas do céu. O sinal captado pelo BINGO é uma combinação de origem atmosférica, contaminantes galácticos e extragalácticos, e ruído instrumental que, somados, chegam a ser quatro ordens de magnitude mais intensos que o sinal de HI. Essa diferença expressiva entre o sinal que se deseja medir e as demais contribuições exige um processo de separação de componentes eficiente, de forma a recuperar o sinal de HI mais próximo fidedigno possível.

Com intuito de testar e otimizar parâmetros construtivos, operacionais e o próprio processo de análise de dados, foi desenvolvido pela colaboração um conjunto de rotinas computacionais e procedimentos que simulam a operação do BINGO, denominada (*pipeline*). Seus dados de entrada são os mapas sintéticos do céu e os ruídos inerentes ao equipamento e ao ambiente. A eles são acrescentados os parâmetros de projeto, tais como o número e arranjo de cornetas, receptores e *backend*. Os dados de saída são mapas de temperatura e séries temporais que simulam o sinal captado pelo instrumento durante a observação. Os dados de saída precisam ainda passar por um processo de separação de componentes para recuperar o sinal de HI que se deseja medir.

Dado o que foi apresentado até aqui, o objetivo desse trabalho é entender o funcionamento e utilizar uma ferramenta de simulações de operação do BINGO (*pipeline*) em diferentes cenários operacionais, bem como testar a recuperabilidade do sinal de HI empregando uma ferramenta de separação de componentes.

Essa dissertação está estruturada conforme a seguir.

No capítulo 2 é apresentada uma breve fundamentação teórica que baliza a importância de medir as emissões da linha de 21 cm do HI para mapear a distribuição de matéria no Universo, e com isso determinar as escalas das oscilações acústicas de bárions, de forma a tentar compreender a influência da energia escura na aceleração cósmica.

No capítulo 3 são apresentadas as principais características do radiotelescópio BINGO, instrumento que está sendo construído para detectar oscilações acústicas de bárions por meio da observação da linha de 21 cm do HI com a técnica de mapeamento de intensidade.

No capítulo 4 é apresentada resumidamente a modelagem dos mecanismos, físicos ou sistêmicos, emissores de radiação na faixa de frequências que serão detectadas pelo BINGO. Além disso, é feita uma breve descrição da *pipeline*, ferramenta que simula a operação do instrumento BINGO. Por fim é apresentada a ferramenta de separação de componentes, cujo objetivo é tentar reconstruir o sinal de HI a partir dos dados simulados pela *pipeline*.

No capítulo 5 são descritas as simulações de missão realizadas. Nele são informados os parâmetros construtivos e operacionais empregados bem como os parâmetros usados na ferramenta de separação de componentes.

No capítulo 6 são descritos os resultados das simulações de observação e do processo de separação de componentes propostos nos capítulo anterior. Além disso é feita uma discussão de resultados.

No capítulo 7 estão listados os trabalhos futuros, que são derivados dos resultados e dificuldades encontrados nesse trabalho.

2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Nesse capítulo são apresentados, de forma resumida, os fundamentos teóricos necessários para entender a relação entre a escala das oscilações acústicas de bárions e as características da energia escura. Além disso, é feita uma breve descrição da técnica de mapeamento de intensidade da linha de 21 cm do HI, utilizada para medir BAO.

2.1 O Modelo Cosmológico Padrão

O Modelo Cosmológico Padrão é sustentado por quatro pilares observacionais bem consolidados: a expansão do universo, a abundância de elementos leves, a radiação cósmica de fundo em micro-ondas e a aceleração da expansão. Além disso, observações recentes incorporaram ao modelo o termo Λ CDM. A letra grega Λ está relacionada com a ainda pouco entendida energia escura, responsável pela aceleração da expansão. Já o acrônimo CDM para *Cold Dark Matter*, em português matéria escura fria, refere-se a um tipo diferente de matéria não relativística, que é invisível eletromagneticamente mas que interage gravitacionalmente.

As premissas fundamentais do Modelo Cosmológico Padrão (MCP) são dadas pelo Princípio Cosmológico (PC). Segundo o PC, em escalas da ordem de 100 Mpc (MUKHANOV, 2005) as propriedades físicas do universo são as mesmas para todos os observadores. De outra maneira, pode-se dizer que o universo em grandes escalas é homogêneo (possui as mesmas características físicas em todas as localizações) e isotrópico (não apresenta diferenças físicas em sua estrutura quando observado em diferentes direções). Medidas feitas com os Large Redshift Surveys (APM, SDSS, 2dF e 6dF) desde o final dos anos 1980, bem como da radiação cósmica de fundo em micro-ondas, têm comprovado experimentalmente a validade dessas premissas.

Devido à enorme quantidade de experimentos em andamento, o modelo Λ CDM tem sido colocado à prova constantemente. Porém, até o momento, ele vem correspondendo às observações com erros relativamente pequenos. A base do MCP atual é constituída pela aplicação da Relatividade Geral à escalas do tamanho do universo. Dessa aplicação foram deduzidas equações que descrevem como o conteúdo de matéria e energia (descritos aqui como inventário cósmico) dita a dinâmica e a geometria do universo.

2.1.1 A Dinâmica do Universo

Métrica é um conjunto de coeficientes matemáticos, constantes ou não, que relacionam as coordenadas co-móveis de dois eventos distintos à distância espaço-temporal

entre os mesmos. Essa distância dá o comprimento da geodésica (linha reta no espaço-tempo) entre dois pontos distintos.

A métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) descreve a geometria de um espaço-tempo homogêneo e isotrópico em expansão. As propriedades de homogeneidade e isotropia, adotadas como Princípio Cosmológico, restringem a geometria ao maior grupo de simetria possível em três dimensões: três translações e três rotações. Além disso, a métrica que descreve esse espaço-tempo leva em consideração a expansão por meio da introdução do fator de escala em suas componentes espaciais. Dessa forma, a métrica de FLRW descreve um intervalo espaço-temporal infinitesimal entre dois eventos por meio da equação

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

onde ds é o elemento de linha, invariante no espaço-tempo quadridimensional; dt é o intervalo infinitesimal de tempo próprio medido por um observador comóvel; r , θ , φ são coordenadas espaciais co-móveis; k é a constante de curvatura, dependente do conteúdo de matéria-energia do universo.

O fator de escala $a(t)$ é a relação entre a distância comóvel e a distância física entre dois objetos não ligados gravitacionalmente. O termo que parametriza a expansão relativa do universo é adimensional, cresce com o tempo e possui valor presente normalizado tal como $a_0 = a(t_0) = 1$.

O elemento de linha ds pode ser reescrito segundo a notação de Einstein, conforme a equação

$$ds^2 = g_{ab} dx^a dx^b, \quad (2.2)$$

onde g_{ab} é a métrica de FLRW e $x^a \equiv (t, r, \theta, \varphi)$ é o sistema de coordenadas adotado.

A teoria da Relatividade Geral (RG) de Einstein prevê que a geometria do espaço-tempo é determinada pelas características do conteúdo de matéria e energia do sistema. De outra forma, isso pode ser expresso segundo a equação de Einstein

$$G_{ab} = R_{ab} - \frac{1}{2} g_{ab} R = 8\pi G T_{ab}, \quad (2.3)$$

onde G_{ab} é o tensor de Einstein, que descreve a geometria do universo. Ele é composto pelo tensor de Ricci R_{ab} , que é a contração do tensor de Riemann (ou tensor de curvatura) e função da métrica e de suas derivadas primeira e segunda com relação a x^a ; pelo escalar de Ricci ou escalar de curvatura, que é a contração do tensor de Ricci $R = g^{ab}R_{ab}$, onde g^{ab} é a inversa de g_{ab} ; pela constante gravitacional de Newton, G e pelo tensor momento-energia T_{ab} , que é simétrico e contempla as características de matéria-energia do conteúdo do universo (MUKHANOV, 2005).

Trabalhando as simetrias do tensor de Riemann usando coordenadas geodésicas, é possível obter as identidades de Bianchi (D'INVERNO, 1992). Essas relações são um conjunto de identidades diferenciais envolvendo o tensor de curvatura. Após algumas manipulações algébricas obtêm-se as identidades de Bianchi na forma reduzida

$$\nabla_b G_a{}^b \equiv 0. \quad (2.4)$$

A combinação das equações 2.3 e 2.4 tem como consequência

$$\nabla_b T^{ab} \equiv 0. \quad (2.5)$$

A equação 2.5 funciona como uma restrição para o tensor momento-energia, na forma de uma equação de continuidade de momento e energia. Além disso, o conteúdo de matéria do universo pode ser simplificado, em grandes escalas, como um fluido perfeito. Partindo desse princípio o tensor momento-energia pode ser escrito como

$$T^{ab} = (\rho + p) u^a u^b - p g^{ab}. \quad (2.6)$$

Os termos u^a e u^b são as quadrivelocidades, definidas como $u^a = dx^a/d\tau$, onde τ é o tempo próprio. A pressão p e a densidade ρ são relacionados pela equação de estado $p = p(\rho)$. Em cosmologia emprega-se $p = \omega\rho$, onde ω é uma constante que depende das propriedades da matéria constituinte do fluido.

Essa modelagem inclui a contribuição da energia do vácuo no tensor momento-energia, dispensando sua presença no tensor de Einstein apresentado na equação 2.3. O tensor momento-energia para um fluido isotrópico perfeito é descrito por uma matriz diagonal cuja componente temporal (0-0) é a densidade e as componentes espaciais ($\alpha - \alpha$, para $\alpha = 1, 2, 3$) são iguais à pressão.

Por fim, utilizando essas equações é possível descrever de forma completa a influência do conteúdo de matéria do universo em sua geometria e expansão.

Substituindo a métrica de FLRW dada por 2.1 e o tensor momento-energia descrito por 2.6 obtêm-se as equações de Friedmann-Lemaître (FL), as quais determinam a evolução do fator de escala $a(t)$ e da densidade de energia $\rho(t)$.

A primeira equação de FL descreve a aceleração da expansão em função do conteúdo de matéria, considerando também a contribuição da sua pressão, que não é desprezível e altera a intensidade do campo gravitacional, assim como a densidade de energia. Essa equação é derivada das componentes espaciais do tensor de Einstein e pode ser escrita como

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3}G(\rho + 3p). \quad (2.7)$$

A segunda equação de FL vem da componente temporal da diagonal principal do tensor de Einstein, conforme

$$H^2 + \frac{K}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho. \quad (2.8)$$

Nas equações 2.7 e 2.8, H é o parâmetro de Hubble, K é a curvatura do universo, a é o fator de escala, G é a constante gravitacional de Newton, ρ é a densidade de energia do universo e p é a pressão.

De forma a relacionar a curvatura com o conteúdo de matéria e energia do universo, define-se um parâmetro cosmológico genérico Ω_i , tal que:

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_{crit}}. \quad (2.9)$$

Onde ρ_i é a densidade de energia de uma determinada componente e ρ_{crit} é a densidade crítica, definida pela equação

$$\rho_{crit} = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (2.10)$$

que delimita a densidade para as diferentes geometrias possíveis.

O parâmetro cosmológico total Ω é definido como $\Omega = \sum \Omega_i$ e sua relação com a geometria do universo é dada por:

- Se $\Omega > 1$, o universo tem geometria fechada e $K = +1$
- Se $\Omega < 1$, o universo tem geometria aberta e $K = -1$
- Se $\Omega = 1$, o universo tem geometria plana e $K = 0$

Por fim, as equações de Friedmann-Lemaître 2.7 e 2.8, associadas à equação de estado $p = p(\rho)$, permitem obter um cenário completo da evolução do universo ao permitir escrever a densidade de energia e o fator de escala como funções do tempo conforme.

2.1.2 Inventário Cósmico

Conforme visto anteriormente, o conteúdo de matéria do universo define sua geometria através da contribuição de diversas componentes ρ_i , parametrizadas por Ω . Essas componentes são: fótons, neutrinos, matéria bariônica, matéria escura, curvatura e energia escura. Utilizando as funções de distribuição adequadas a cada espécie é possível estimar suas densidades de energia, conforme a seguir.

Fótons

A densidade de energia dos fótons pode ser escrita como

$$\rho_\gamma = \frac{\pi^2}{15} T^4, \quad (2.11)$$

onde T é a temperatura da radiação cósmica de fundo numa dada época. Escrevendo a densidade de radiação em termos da densidade crítica atual obtém-se,

$$\Omega_\gamma = \frac{\rho_\gamma}{\rho_{crit}} = \frac{2,47 \times 10^{-5}}{h^2 a^4} \quad (2.12)$$

onde h é o parâmetro de Hubble hoje, normalizado em termos de $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Assim, uma vez que a densidade crítica atual pode ser fixada por meio de h medido e a temperatura da radiação pode ser normalizada por sua medida atual T_0 na forma de $T = T_0 \times a^{-1}$, é possível escrever que $\Omega_\gamma \propto a^{-4}$.

Neutrinos

Durante a evolução cósmica, os neutrinos desacoplaram do plasma pouco antes do início da aniquilação entre elétrons e pósitrons. Assim, por não terem recebido a energia proveniente dessas reações, a temperatura dos neutrinos T_ν é menor que a temperatura dos fótons T_γ e essa relação é dada pela equação:

$$T_\nu = \left(\frac{4}{11}\right)^{1/3} T_\gamma. \quad (2.13)$$

Considerando a massa do neutrino $m_\nu = 0$, sua contribuição para a densidade de energia pode ser escrita como (DODELSON, 2003):

$$\Omega_\nu = \frac{1,68 \times 10^{-5}}{h^2 a^4}. \quad (2.14)$$

Assim como os fótons, a contribuição dos neutrinos para a densidade de energia total do universo é desprezível em comparação às demais componentes.

Bárions

Bárions são todos os átomos e os núcleos atômicos existentes no universo. Sua densidade decresce segundo a^{-3} e a razão entre a densidade de bárions e a densidade crítica atual pode ser escrita como

$$\Omega_b = \frac{\rho_b}{\rho_{crit}} a^3. \quad (2.15)$$

A densidade de bárions é medida através de quatro métodos bem estabelecidos: densidade do gás em grupos de galáxias, nível de absorção em espectros de quasares distantes, anisotropias da radiação cósmica de fundo e abundância de elementos leves. Sua contribuição estimada para o conteúdo de energia do universo está em torno de 5 %

Matéria Escura

A estimativa da densidade de matéria ρ_m do universo diverge da medida da densidade de bárions ρ_b , indicando a existência de um outro tipo de matéria. Esse tipo não interage com a radiação e por isso leva o nome de matéria escura. A densidade

de matéria escura ρ_{me} pode ser determinada pela medida da intensidade do campo gravitacional produzido pela matéria total de um sistema, uma vez que a estimativa da densidade de bárions é feita através da sua interação com a radiação. O parâmetro de densidade de matéria pode ser escrita em função do fator de escala por

$$\Omega_m = \frac{\rho_m}{\rho_{crit}} a^{-3}, \quad (2.16)$$

onde $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_{me} + \Omega_\nu$. O valor estimado da densidade de matéria escura no universo é cerca de 25 % da densidade crítica.

Curvatura

Resultados de observações recentes evidenciam cada vez mais a geometria plana do universo. O parâmetro de curvatura Ω_K pode ser definido como

$$\Omega_K = 1 - \Omega = -\frac{K}{a^2 H^2}, \quad (2.17)$$

onde K é a constante de curvatura definida anteriormente nas equações de FL. A equação 2.17 mostra a relação entre o parâmetro de energia Ω e a curvatura do universo.

Energia Escura

Resultados de observações de supernovas feitas por [Riess et al. \(1998\)](#) e [Perlmutter et al. \(1999\)](#) não deixam dúvidas quanto ao fato de que hoje o universo se encontra em expansão acelerada. Com isso, uma nova componente desconhecida precisou ser incorporada ao modelo padrão. Essa componente, chamada de energia escura é responsável por cerca de 70 % de todo o conteúdo de energia do universo. Além disso ela tem o efeito de se opor à gravidade em escalas cosmológicas, produzindo a expansão observada. Hoje as principais suposições para o que é a energia escura são: uma constante cosmológica Λ introduzida nas equações de Einstein ou uma componente com lenta variação espaço-temporal ([ARAUJO, 2005](#)).

Substituindo a parametrização $p = \omega\rho$ (equação de estado) na equação 2.7, que dá a taxa de aceleração do universo, conclui-se que para uma expansão acelerada, o parâmetro ω tem que atender à condição $\omega < -1/3$. Esse limite superior serve como balizador na busca por modelos que se adéquem aos dados observacionais ([HERON,](#)

2011).

Escrevendo a constante cosmológica Λ no lado geométrico da equação de Einstein 2.3 obtém-se

$$G_{ab} = R_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}R + \Lambda g_{ab} = 8\pi GT_{ab}. \quad (2.18)$$

Partindo da equação 2.18, obtém se uma nova equação de FL para a aceleração, dada por

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3}G(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}, \quad (2.19)$$

onde é possível notar a influência de Λ na aceleração. Conforme o tempo evolui, o termo referente a atração gravitacional de matéria se torna menor que a constante cosmológica.

Como já visto, as componentes do inventário cósmico são: radiação (fótons e neutrinos), matéria (bariônica e escura) e energia escura. Reescrevendo a equação 2.8 incluindo o parâmetro de curvatura e usando a relação entre o *redshift* e o fator de escala $a(t) = (1+z)^{-1}$, obtém-se

$$H^2(z) = H_0^2 \left[\Omega_r (1+z)^4 + \Omega_m (1+z)^3 + \Omega_k (1+z)^2 + \Omega_{ee} f(z) \right], \quad (2.20)$$

onde o parâmetro de Hubble num dado *redshift* $H(z)$ é escrito em função da constante de Hubble H_0 e dos parâmetros cosmológicos medidos hoje. A função $f(z)$, oriunda da equação de conservação de energia, (HERON, 2011) é dada por

$$f(z) = e^{\int_0^z [1+\omega(z')]d \ln(1+z')}, \quad (2.21)$$

onde os modelos existentes para energia escura são definidos pela função $\omega = \omega(z)$. O modelo Λ CDM considera $\omega = -1$ (constante cosmológica). Dessa forma a equação 2.20 fica

$$H^2(z) = H_0^2 \left[\Omega_r (1+z)^4 + \Omega_m (1+z)^3 + \Omega_k (1+z)^2 + \Omega_{ee} \right], \quad (2.22)$$

onde $\Omega_{ee} = \Lambda/\rho_{crit,0}$ e $\rho_{crit,0}$ é a densidade crítica calculada hoje em função de H_0 . A partir desse resultado é possível notar a importância de se medir a taxa de expansão do universo (parâmetro de Hubble) em diferentes *redshifts*. Com ela é possível obter informações sobre, por exemplo, quando o universo começou a se expandir de forma acelerada, ou qual é a dinâmica da geometria do universo e principalmente, qual a natureza da energia escura.

2.1.3 Observáveis Cosmológicos

A expansão do universo

Em 1929, E. Hubble concluiu, por meio da observação do deslocamento para o vermelho de linhas de absorção e emissão, que galáxias distantes estavam se afastando do referencial terrestre (HUBBLE, 1929). E além disso, quanto mais distantes da Terra essas galáxias estavam, maiores eram suas velocidades de recessão. Hubble dispôs essas medidas em um diagrama distância \times velocidade, encontrando uma relação aproximadamente linear entre velocidade e distância. Assim, dos resultados das observações, foi estabelecida a chamada lei de Hubble, expressa pela equação

$$v = H_0 d, \tag{2.23}$$

onde v é a velocidade de recessão da galáxia, H_0 é a constante de Hubble atual (inclinação da reta) e d é a distância da galáxia ao observador.

O parâmetro de Hubble H é parametrizado por h de forma que seu valor atual, chamado constante de Hubble, pode ser escrito como $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Com o avanço das técnicas de medida de distância, baseadas no brilho intrínseco de determinados objetos astronômicos chamados "velas-padrão", tornou-se possível observar galáxias cada vez mais distantes. Dessa forma, o diagrama de Hubble se tornou cada vez mais abrangente, permitindo medir a taxa de expansão não apenas nos dias atuais, mas também em épocas mais antigas do Universo.

Tendo como premissa o MCP e considerando as medidas de anisotropias da radiação cósmica de fundo em micro-ondas mais recentes, feitas pelo satélite Planck, o valor estimado da constante de Hubble é $H_0 = 67,4 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (AGHANIM et al., 2018).

Observações recentes feitas pelo *Hubble Space Telescope*, usando Supernovas Ia para

testar a lei de Hubble a grandes distâncias, têm mostrado que a relação velocidade-distância apresenta um pequeno desvio da linearidade, antes observada em pequenos *redshifts* (BAHCALL, 2015). Isso ocorre porque em *redshifts* maiores, as distâncias passam a ser mais sensíveis ao conteúdo de energia do universo, o que altera a sua relação linear com a velocidade de recessão. Como já visto, cerca de 70 % desse conteúdo de energia é composto pela energia escura, responsável pela aceleração da expansão.

De forma a abranger esses desvios observados, a lei de Hubble pode ser escrita como uma expansão em série de Taylor em torno de pequenas variações de tempo em torno do instante atual, conforme a equação

$$H_0 d_L = z + \frac{1}{2} (1 - q_0) z^2 + \dots, \quad (2.24)$$

onde H_0 é a constante de Hubble e d_L é a distância de luminosidade. O termo q_0 é o parâmetro de desaceleração, descrito por

$$q_0 = \frac{\Omega_0}{2} (1 + 3\omega), \quad (2.25)$$

onde Ω_0 é o parâmetro da densidade de energia total hoje e ω é o parâmetro da equação de estado $p(\rho)$.

Na equação 2.24 fica claro que a relação entre a distância d_L e o *redshift* deixa de ser linear quando o parâmetro q_0 é diferente de 1, dado um z não muito próximo de zero. E esse mesmo parâmetro q_0 é sensível aos constituintes do universo bem como à sua equação de estado.

Resultados mais recentes do *Hubble Space Telescope* (HST) mostraram uma taxa de expansão $H_0 = 73,24 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (RIESS et al., 2016).

A Figura 2.1 apresenta um diagrama de Hubble *redshifts* produzido a partir de medidas de amostras de Supernovas Ia observadas pelas colaborações *SDSS-II* e *SNLS* (BETOULE et al., 2014). Nela é possível notar um pequeno desvio da linearidade em altos *redshifts*.

Conforme visto anteriormente, atualmente existem duas formas mais bem consolidadas de determinar H_0 . A estimativa "local" de H_0 , usando uma escala de distâncias

Figura 2.1 - Diagrama de Hubble e resíduos.

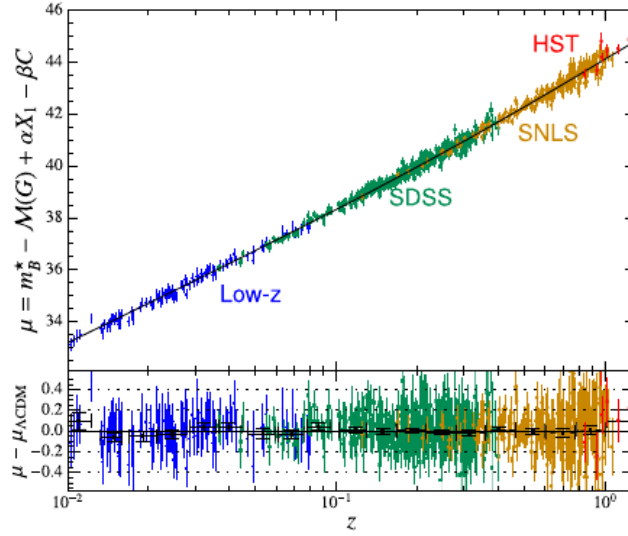


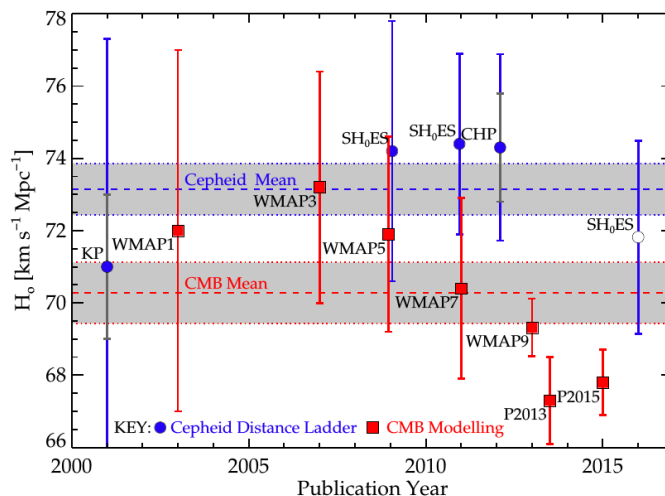
Gráfico superior: Diagrama de Hubble produzido por uma combinação amostras de SN Ia. O gráfico apresenta módulo de distância (proporcional ao \log da distância) pelo logaritmo do *redshift* ($\log(z)$). A linha preta mostra a relação entre o módulo de distância e o *redshift* para um $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ fixo baseado no MCP. As diferentes amostras são representadas por diferentes cores e nomes. Gráfico inferior: Resíduos da reta de inclinação fixa baseada no MCP em função do *redshift*.

Fonte: Betoule et al. (2014).

construída por velas padrão, tem resultado mais recente para constante de Hubble de $73,24 \pm 1,74 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (RIESS et al., 2016). Por outro lado, a estimativa “cosmológica” ou “global”, feita à partir da espectro de potências das anisotropias da radiação cósmica de fundo em micro-ondas, é de $67.4 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (AGHANIM et al., 2018).

A Figura 2.2 mostra a evolução temporal da medida da constante de Hubble, feita pelos dois métodos mencionados anteriormente.

Figura 2.2 - Parâmetro de Hubble em função do ano de publicação



Comparação entre os valores para o parâmetro de Hubble em função do ano da publicação obtidos pelo *Cepheid Key Project* (círculos azuis) e pelas medidas de radiação cósmica de fundo feitas pelo satélite Planck (quadrados vermelhos).

Fonte: Beaton et al. (2016).

Na Figura 2.2 é possível notar uma queda no valor “cosmológico” estimado de H_0 , à medida em que se aumenta a qualidade dos mapas da radiação cósmica de fundo. Já as medidas “locais” variam menos ao longo do tempo, mesmo combinando observações de diferentes experimentos. Assim, até o momento não há uma explicação definitiva para tal discrepância. Porém, especula-se que o problema seja sistemático, e isso seria resolvido em poucos anos com o aumento da precisão das medidas; ou a discrepância indica a existência de uma nova física e o MCP precisa ser revisado. Nesse trabalho, assume-se o MCP mais aceito hoje - o Λ CDM - como premissa, bem como a medida da constante de Hubble inferida à partir dele.

A abundância de elementos leves

Segundo o MCP, o universo evoluiu de um estado inicial extremamente quente e denso, onde todas as partículas existentes estavam em equilíbrio. Porém, à medida que o universo foi se expandindo e a temperatura diminuindo, esse equilíbrio foi se desfazendo. Quando a temperatura atingiu valores da ordem de $10^9 K$ a $10^{10} K$, tornou-se possível a ocorrência de reações nucleares entre partículas elementares. E assim, nesse período chamado nucleossíntese primordial, foram produzidos os primeiros elementos do universo: H, ^4He , D, ^3He e ^7Li . A teoria que descreve a nucleossíntese primordial e prevê as abundâncias dos elementos primordiais, também

conhecidos como elementos leves, foi proposta nos anos de 1940 por Gamow (1946) e Alpher et al. (1948).

A estimativa das abundâncias primordiais depende somente de um parâmetro: a razão entre as quantidade de bárions e fótons η_b , estabelecida quando a temperatura do universo atingiu cerca de 1 MeV. Essa relação é dada pela equação

$$\eta_b \equiv \frac{n_b}{n_\gamma} = 5,5 \times 10^{-10} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0,020} \right), \quad (2.26)$$

onde n_b e n_γ são respectivamente as densidades numéricas de bárions e fótons, Ω_b é a densidade de bárions em relação à densidade crítica, que é dada por $\rho_{crit} = 3H_0^2 / 8\pi G$ (DODELSON, 2003).

A abundância de ${}^4\text{He}$ é escrita como uma fração da densidade bariônica em massa $Y_P = \rho_{He} / \rho_b$, conforme

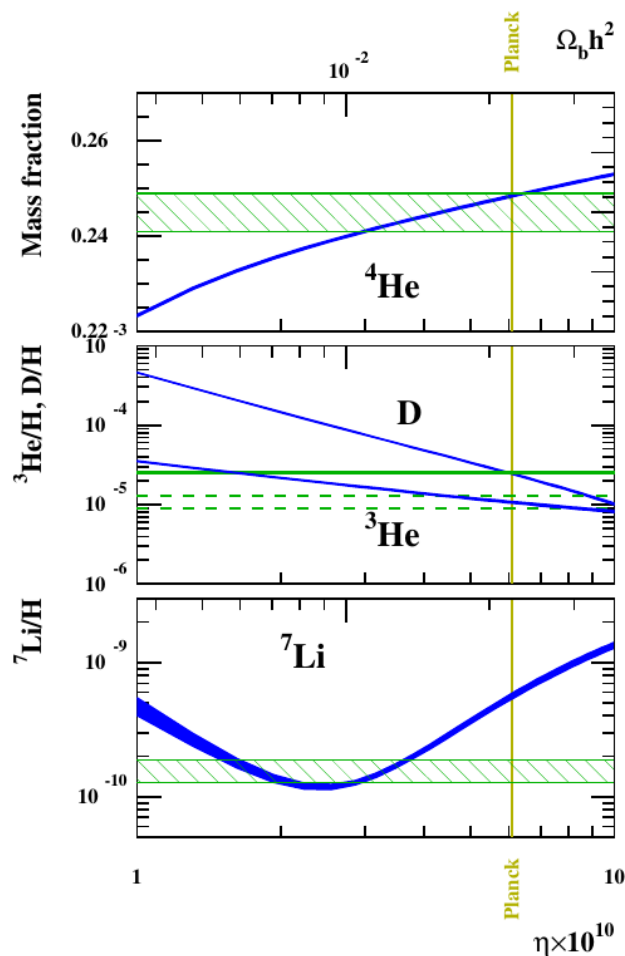
$$Y_P = 0,2262 + 0,0135 \times \ln(\eta_b / 10^{-10}). \quad (2.27)$$

Já a dos demais elementos é representada como a razão entre a densidade numérica dos mesmos em relação à do H .

Estimativas atuais de η_b feitas à partir das anisotropias da RCFM, medidas pelos satélites WMAP e Planck, têm apresentado alta precisão na determinação de $\Omega_b h^2$ (COC; VANGIONI, 2017). Apesar disso, a nucleossíntese primordial alidada às abundâncias observadas, ainda é uma ferramenta muito eficiente na determinação da evolução da densidade de bárions do universo. E esse fato se torna ainda mais importante quando se entende que a matéria escura é que governa a dinâmica da matéria bariônica.

A Figura 2.3 apresenta as abundâncias dos elementos leves primordiais calculadas como função da densidade de bárions. A espessura das curvas representa a incerteza nas taxas de reações nucleares. As faixas horizontais representam as abundâncias obtidas por observação. Já a faixa vertical representa a densidade bariônica obtida pelo Planck, usando anisotropias da RCFM.

Figura 2.3 - Abundâncias de elementos leves.



As linhas azuis mostram as abundâncias dos elementos leves como função da razão entre os números de bárions e fótons η ou $\Omega_b h^2$. As faixas ou linhas verdes horizontais representam as abundâncias primordiais observadas. A linha vertical corresponde a densidade bariônica extraída a partir das anisotropias da RCFM.

Fonte: Coc and Vangioni (2017).

Ainda na Figura 2.3 é possível notar que as abundâncias primordiais calculadas pela teoria da nucleossíntese primordial, utilizando a densidade de bárions obtida pela RCFM, e as obtidas pelas observações apresentam resultados concordantes, exceto pelo ^7Li . A abundância primordial calculada do ^7Li é aproximadamente 3,5 vezes maior que a observada. Essa diferença, chamada "o problema do lítio", permanece uma questão em aberto na nucleossíntese primordial.

A Radiação C3smica de Fundo em Micro-ondas

A Radia33o C3smica de Fundo em Micro-ondas (RCFM) foi identificada pela primeira vez por Arno Penzias e Robert Wilson (PENZIAs; WILSON, 1965), como um excesso de cerca de 3 K na temperatura de antena do radiotelesc33pio usado pelos mesmos. Essa observa33o revelou a exist33ncia de uma radia33o com temperatura uniforme em todas as dire333es do espa33o.

Segundo o modelo padr33o, a RCFM teve origem na era da recombina33o, quando a temperatura caiu a n33veis suficientes para que os el33trons se ligassem aos n33cleos at33micos presentes no plasma primordial. Dessa forma, a opacidade do meio foi se reduzindo, tornando-o transparente para os f33tons, e encerrando o espalhamento entre esses e os el33trons. Assim, a partir de $z \sim 1100$, ap33s o 33ltimo espalhamento, os f33tons passaram a viajar livremente pelo espa33o, carregando consigo informa333es sobre as caracter33sticas f33sicas do universo primordial.

Ainda de acordo com o MCP, a radia33o desacoplou completamente da mat33ria cerca de 380.000 anos ap33s o *Big Bang*. Como visto anteriormente, o universo vem se expandindo desde o princ33pio e conseq33entemente, esfriando. Sendo assim, a RCFM preserva as mesmas caracter33sticas da 33poca do desacoplamento, exceto pela temperatura, que varia linearmente com a expans33o. Dessa forma, a temperatura em um per33odo qualquer do universo pode ser escrita como uma fun333o da temperatura medida hoje e do respectivo *redshift*, conforme

$$T_{RCFM} = T_0 \times a^{-1} = T_0 \times (1 + z). \quad (2.28)$$

O espalhamento entre el33trons e f33tons que ocorria no plasma primordial antes do fim da recombina33o manteve as part33culas em equil33brio t33rmico. Portanto, a distribui33o de intensidade da RCFM em fun333o da frequ33ncia pode ser representada em boa aproxima33o por uma fun333o de Planck com pico de emiss33o na faixa de micro-ondas.

O experimento *Far-InfraRed Absolute Spectrophotometer* (FIRAS), lan33ado a bordo do sat33lite *Cosmic Background Explorer* (COBE), mediu com alta precis33o a temperatura do pico de emiss33o da radia33o c33smica de fundo em $T_{RCFM} = 2.72548 \pm 0.00057$ K (FIXSEN, 2009).

A origem e a evolu33o das estruturas (gal33xias, aglomerados de gal33xias, etc) obser-

vadas hoje no universo estão relacionadas com as flutuações de densidade iniciais, cuja amplitude está diretamente ligada às flutuações de temperatura da RCFM, que por sua vez são definidas pelas condições físicas do plasma primordial. Portanto, o estudo detalhado da RCFM permite investigar as condições para a evolução das perturbações de densidade no universo.

Após a detecção da RCFM feita por Penzias e Wilson, iniciou-se a busca pelas anisotropias previstas teoricamente. Medir essas flutuações de temperatura é extremamente importante pois as mesmas carregam informações sobre o universo primordial e sobre a origem das perturbações de densidade. Em 1992, o satélite *COBE* realizou a primeira detecção em grande escala das anisotropias da RCFM, medindo variação relativa de temperatura da ordem de 10^{-5} (DURRER, 2015), reforçando as previsões e os modelos sobre a formação das estruturas observadas hoje.

Outra previsão do MCP, comprovada pela observação de anisotropias da RCFM, trata das oscilações acústicas presentes no plasma antes do desacoplamento matéria-radiação. Essas oscilações se propagam da mesma forma que ondas sonoras no ar e são descritas fisicamente da mesma forma que um oscilador harmônico amortecido. A consequência dessas oscilações são picos observados no espectro de potência angular da RCFM. A posição e a amplitude desses picos produzem informações sobre a constituição, idade e expansão do universo.

A RCFM possui uma polarização característica, causada pela interação entre fótons e elétrons na última superfície de espalhamento (espalhamento *Thomson*), pela radiação das primeiras estrelas e pelas distorções do espaço-tempo causadas pelas ondas gravitacionais geradas pela inflação. A fração da amplitude das flutuações de temperatura da RCFM que possui polarização bem definida, cria um padrão passível de ser mapeado, possibilitando a identificação do mecanismo que causa a polarização.

Entre 2003 e 2018, foram publicados diversos artigos informando os resultados obtidos pelos satélites *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP) e Planck, que foram lançados com o objetivo de medir com precisão as anisotropias da RCFM e a partir delas extrair valores para os parâmetros cosmológicos, testando o modelo padrão Λ CDM.

Os resultados finais de 9 anos de observação do WMAP foram divulgados em Hinshaw et al. (2013) e os principais parâmetros cosmológicos derivados estão apresentados na Tabela 2.1, onde: Ω_Λ é o parâmetro de densidade de energia escura, Ω_b é o parâmetro de densidade de bárions, Ω_{me} é o parâmetro de densidade de maté-

ria escura, H_0 é a constante de Hubble, σ_8 é o valor rms presente da flutuação de matéria calculado em uma esfera de raio $8h^{-1}$ Mpc e z_{reion} é o *redshift* da época da reionização (EoR).

Tabela 2.1 - Resultados finais (2013) do satélite WMAP para os principais parâmetros do modelo Λ CDM. Fonte: [Hinshaw et al. \(2013\)](#)

Parâmetro	WMAP	WMAP+BAO+ H_0
Ω_Λ	$0,721 \pm 0,025$	$0,712 \pm 0,010$
Ω_b	$0,0463 \pm 0,0024$	$0,0472 \pm 0,0010$
Ω_{me}	$0,233 \pm 0,023$	$0,2408^{+0,0092}_{-0,0093}$
H_0 (km/s/Mpc)	$70,0 \pm 2,2$	$69,33 \pm 0,88$
σ_8	$0,821 \pm 0,023$	$0,830 \pm 0,018$
z_{reion}	$10,6 \pm 1,1$	$10,5 \pm 1,1$

Os resultados finais do Planck foram divulgados em [Akrami et al. \(2018\)](#). As principais medidas de parâmetros cosmológicos estão apresentadas na Tabela 2.2, onde $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_{me}$.

Tabela 2.2 - Resultados finais (2018) do satélite Planck para os principais parâmetros do modelo Λ CDM. Fonte: [Akrami et al. \(2018\)](#)

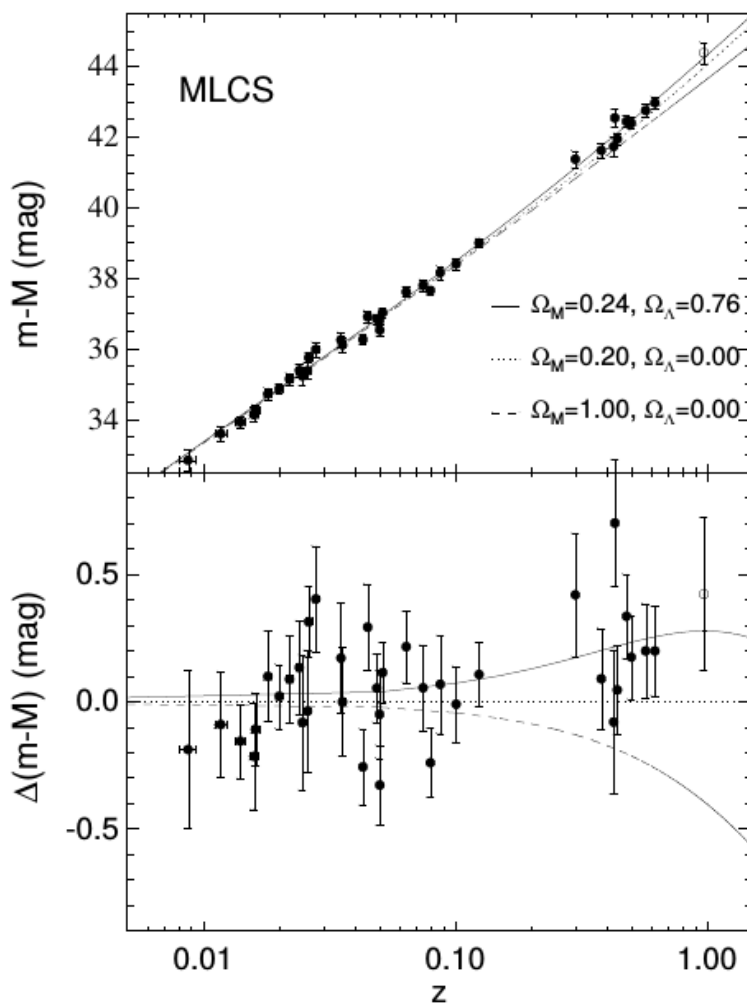
Parâmetro	Planck	Planck+BAO
Ω_Λ	$0,6847 \pm 0,0073$	$0,6889 \pm 0,0056$
Ω_m	$0,3153 \pm 0,0073$	$0,3111 \pm 0,0056$
H_0 (km/s/Mpc)	$67,36 \pm 0,54$	$67,66 \pm 0,42$
σ_8	$0,8111 \pm 0,0060$	$0,8102 \pm 0,0060$
z_{reion}	$7,67 \pm 0,73$	$7,82 \pm 0,71$

A aceleração da expansão

A descoberta da aceleração da expansão do universo ocorreu em 1998 e foi feita por dois grupos distintos de pesquisadores, [Riess et al. \(1998\)](#) e [Perlmutter et al. \(1999\)](#), que estudavam Supernovas tipo Ia distantes. O resultado dos trabalhos mostrou também que o universo vem se expandindo aceleradamente durante os últimos 5 bilhões de anos ([WEINBERG et al., 2013](#)). Desde então, entender o que causa a aceleração cósmica se tornou um dos maiores desafios da cosmologia.

Existem diversos modelos empíricos que correlacionam forma da curva de luz, luminosidade e cor de uma SN Ia para estimar distâncias com alta precisão. O grupo de [Riess et al. \(1998\)](#) empregou o método MCLS para ajustar as medidas de 10 Supernovas Ia. A Figura 2.4 mostra o gráfico módulo de distância por *redshift* para 3 cenários diferentes de universo.

Figura 2.4 - Módulo de distância por *redshift* para Supernovas Ia.



Distribuição de Supernovas Ia em um gráfico de módulo de distância por *redshift* bem como as curvas ajustadas a partir das medidas utilizando 3 diferentes modelos de universo: plano com matéria escura, aberto sem matéria escura e plano sem matéria escura.

Fonte: Riess et al. (1998)

A partir da análise dos dados concluiu-se que as distâncias estimadas por SN Ia em altos *redshifts* eram em média de 10 % a 15 % maiores que o esperado para um universo com $\Omega_M = 0,2$ (Ω_M na figura representa o parâmetro de densidade de matéria total, escrito como Ω_m no texto) e sem constante cosmológica (RIESS et al., 1998).

Uma das possíveis explicações para essa observação seria a existência de um novo tipo de energia que permeia todo o espaço, e cujas propriedades físicas são desco-

nhecidas. Essa nova componente teria o efeito de produzir uma gravidade repulsiva em grandes escalas. Hoje ela é conhecida como energia escura.

Com a observação da expansão acelerada, diversos experimentos começaram a ser desenvolvidos com o objetivo de tentar entender a origem desse fenômeno. A ideia básica desses experimentos era medir a história da expansão e o crescimento das estruturas observadas. Existem uma variedade de métodos para fazer essas medições, porém, os mais bem consolidados são (WEINBERG et al., 2013): supernovas tipo Ia, oscilações acústicas de bárions, lenteamento gravitacional fraco e a abundância de aglomerados de galáxias.

2.2 Oscilações Acústicas de Bárions

As oscilações acústicas de bárions imprimiram uma escala característica na distribuição de matéria no Universo, o que se reflete em um aumento na função de correlação entre as posições de duas galáxias distantes cerca de 150 Mpc. Essa característica pode ser identificada por levantamentos fotométricos de aglomerados de galáxias, sendo possível determinar distâncias transversais num dado *redshift*. Já nos levantamentos espectroscópicos, verifica-se a escala de oscilações acústicas de bárions na direção da linha de visada, produzindo uma estimativa mais precisa de distâncias perpendiculares às anteriores.

2.2.1 Fundamentação Teórica

Segundo o modelo cosmológico padrão, quando o universo era 1000 vezes menor, as flutuações na densidade de energia eram extremamente pequenas, da ordem de 10^{-5} . Devido à alta temperatura àquela época, prótons e elétrons ainda não estavam ligados. Os elétrons livres causavam espalhamento Thomson nos fótons da radiação cósmica de fundo. Estes por sua vez estavam fortemente acoplados ao fluido elétron-próton, mantido pelo intenso campo elétrico previsto pelo efeito Coulomb. As regiões com densidade ligeiramente superior começaram a atrair gravitacionalmente bárions e matéria escura, formando poços de potencial gravitacional. Nesses poços o fluido elétron-próton era comprimido e os fótons, aquecidos, produzindo pressão no sentido contrário ao da atração gravitacional. A alternância entre a pressão dos fótons e a ação gravitacional produziu ondas que se propagaram esfericamente pelo plasma à partir desses pontos centrais de sobredensidade.

O mecanismo físico descrito anteriormente pode ser representado de forma simplificada por

$$\ddot{\delta} + [Press\tilde{a}o - Gravidade]\delta = 0, \quad (2.29)$$

onde δ é o contraste de densidade ou desvio relativo $\delta(\mathbf{x}, t)$, definido por uma posição \mathbf{x} e um instante t , relativo à uma densidade média ρ_0 , sendo escrito na forma

$$\delta(\mathbf{x}, t) = \frac{\rho(\mathbf{x}, t) - \rho_0(t)}{\rho_0(t)}. \quad (2.30)$$

A partir da equação 2.29, deriva-se a expressão que descreve completamente o movimento do fluido de bárions e fótons, conforme

$$\ddot{\delta}_\gamma + \frac{\mathfrak{H}R}{1+R}\dot{\delta}_\gamma + c_S^2 k^2 \delta_\gamma = -\frac{4}{3}k^2 \Phi + \frac{4\dot{R}}{1+R}\dot{\Phi} + 4\ddot{\Phi}, \quad (2.31)$$

onde δ_γ é o contraste de densidade de energia dos fótons ou desvio relativo à densidade média $\rho_{\gamma 0}$ em função da posição \mathbf{x} e do tempo; \mathfrak{H} é o produto entre o fator de escala a e o parâmetro de Hubble H , tal que $\mathfrak{H} = aH$; R é proporcional à razão entre densidades médias de bárions e fótons, sendo escrita como

$$R \equiv \frac{3\bar{\rho}_b}{4\bar{\rho}_\gamma} = 0,6 \left(\frac{\Omega_b h^2}{0,02} \right) \left(\frac{a}{10^{-3}} \right); \quad (2.32)$$

a velocidade de propagação do som c_S no plasma de bárions e fótons, dada por

$$c_S^2 \equiv \frac{1}{3(1+R)}, \quad (2.33)$$

onde é possível perceber que a presença de bárions no meio torna a propagação das ondas sonoras no meio mais lenta; k é o número de onda, tal que $k = 2\pi/\lambda$, e Φ é o potencial gravitacional em um dado ponto x e instante de tempo t .

Ainda sobre a equação 2.31, é possível notar que o lado esquerdo da mesma descreve o comportamento da pressão produzida pelos fótons e o lado direito a variação da gravidade por meio do potencial gravitacional produzido por bárions e matéria escura. O balanço dinâmico entre as duas partes da equação é o responsável pela produção das oscilações que se propagaram pelo plasma.

A transformada de Fourier da equação 2.30 no domínio do espaço pode ser escrita como

$$\delta_k(t) = \frac{1}{V} \int_V \delta(\mathbf{x}, t) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d^3x, \quad (2.34)$$

onde δ_k é o modo k de Fourier do contraste de densidade, \mathbf{k} é o vetor de onda e \mathbf{x} é o vetor posição.

O modelo Λ CDM diz que a inflação foi a responsável por gerar as perturbações primordiais, cuja distribuição é gaussiana. Assim, até a era da recombinação, o contraste de densidade δ era um campo aleatório gaussiano homogêneo e isotrópico. Suas propriedades estatísticas são completamente determinadas por suas média e variância. A variância de δ pode ser definida em termos de uma função chamada espectro de potência $P(k)$, a qual descreve o grau de aglomeração de matéria em diferentes escalas e é definida como

$$\langle \hat{\delta}(\vec{k}) \hat{\delta}^*(\vec{k}') \rangle \equiv (2\pi)^3 P(k) \delta_D(\vec{k} - \vec{k}') \quad (2.35)$$

onde $\delta_D(\vec{k} - \vec{k}')$ é a função delta de Dirac, que só é diferente de zero e tende ao infinito quando $\vec{k} = \vec{k}'$.

O espectro de potência pode ser dividido em duas componentes: uma linear P_L e em uma não linear P_{NL} de forma que

$$P(k) = P_L(k) + P_{NL}(k). \quad (2.36)$$

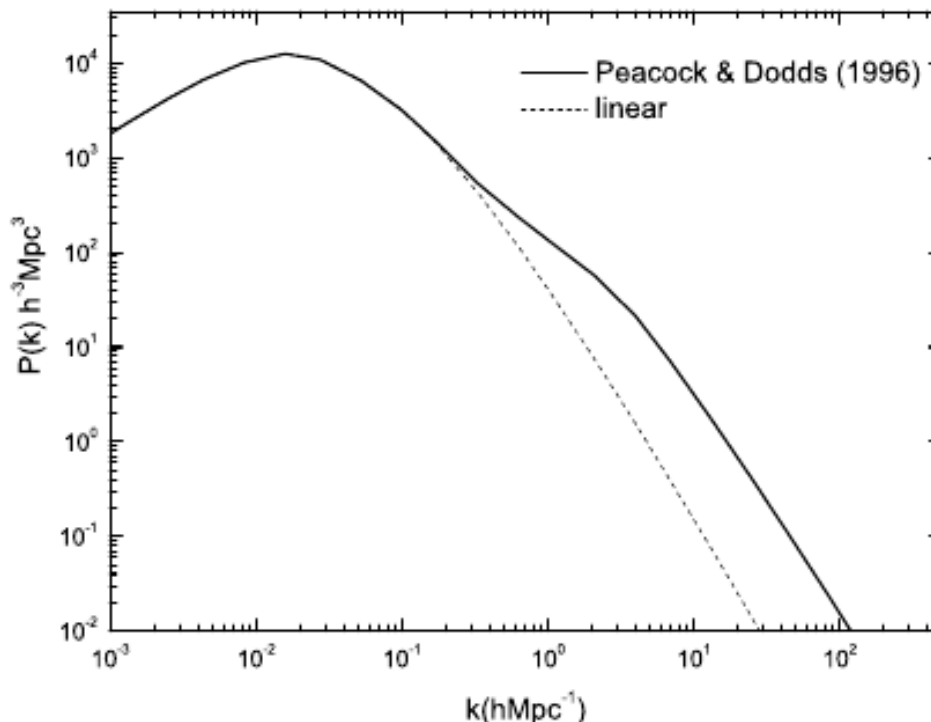
A Figura 2.5 mostra um exemplo de comparação entre espectros de potência linear e não linear simulados obtidos em Wang and Dai (2011).

A componente linear pode ser escrita como

$$P_L(t, k) = P_0(k) \times T^2(k) \times G^2(t), \quad (2.37)$$

onde $P_0(k)$ é o espectro primordial definido pela inflação; $G(t)$ é o fator de crescimento; $T(k)$ descreve a evolução das perturbações desde as flutuações do espectro

Figura 2.5 - Comparação entre espectros de potência linear e não linear de matéria



Espectros de potência linear e não linear de matéria em $z = 1$. Os parâmetros utilizados foram $\Omega_m = 0,27$, $h = 0,7$, $\Omega_b = 0,04$ e $\sigma_8 = 0,96$, extraídos dos resultados de 7 anos do WMAP.

Fonte: Wang and Dai (2011).

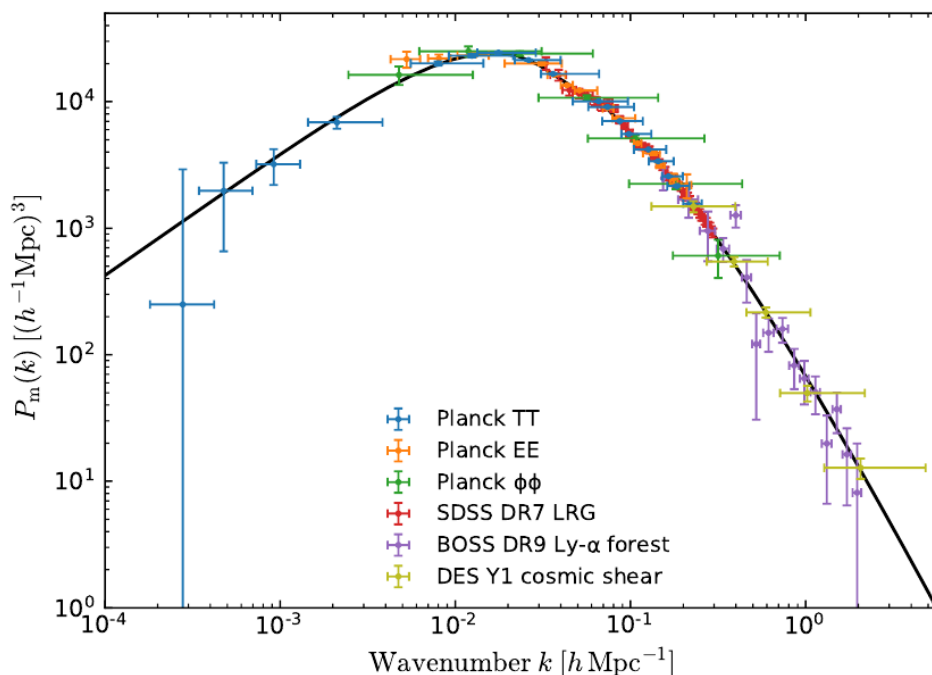
primordial, passando pelas diferentes eras da radiação, recombinação e pós recombinação.

Além do crescimento descrito pela teoria de perturbações lineares, a aglomeração de matéria e de galáxias sofre mudanças consideráveis em baixos *redshifts*. Estruturas em pequena escala crescem não linearmente, as velocidades peculiares se comportam de forma diferente do previsto pela teoria linear e galáxias traçam a matéria escura de uma forma mais complexa. Esses efeitos modificam a localização das oscilações acústicas de bárions comparada à posição prevista pela teoria linear, distorcendo o valor de sua escala característica. Porém, como o pico acústico ocorre em grandes escalas, o mesmo é isolado do processo de formação de estruturas não lineares (WEINBERG et al., 2013).

A Figura 2.6 mostra o espectro de potência da matéria, ajustado para medidas de diferentes experimentos. As flutuações das oscilações acústicas de bárions aparecem

como pequenas ondulações em torno de $k \sim 0,03$. O resultado sustenta o modelo Λ CDM com pequena margem de erro, reforçando a hipótese de que as estruturas cresceram devido a instabilidades gravitacionais após a recombinação, durante a era de domínio da matéria. Notar a diversidade de experimentos (traçadores cosmológicos), com resultados abrangendo 14 bilhões de anos e 3 décadas de escala (AKRAMI et al., 2018).

Figura 2.6 - Espectro de potência de matéria



Espectro de potência de matéria (linha preta) em $z = 0$ ajustado por resultados de diferentes experimentos usando a teoria linear de perturbações.

Fonte: Akrami et al. (2018).

A probabilidade de encontrar uma galáxia dentro de um elemento de volume dV em torno de uma coordenada \mathbf{x}_1 e encontrar outra galáxia no mesmo elemento dV em torno de uma coordenada \mathbf{x}_2 é dada por

$$P_2 = (\langle n \rangle dV)^2 [1 + \xi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)]. \quad (2.38)$$

onde $\langle n \rangle$ é a densidade numérica de galáxias e $\xi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ é o termo que inclui a correlação entre as probabilidades, conhecido como função de correlação (de dois pontos, nesse caso). A função de correlação é a transformada de Fourier do espectro

de potências e ambas as funções contêm todas as informações estatísticas de distribuições gaussianas. As não gaussianidades podem ser estudadas por meio de funções de correlação de ordem superior.

As perturbações de matéria escura não se acoplaram às da radiação e matéria bariônica, permanecendo praticamente no ponto de origem.

Medidas de distância

Com a expansão, as temperaturas caíram o suficiente para que elétrons e prótons se combinassem produzindo HI. Esse período é chamado de era da recombinação. À medida que os elétrons foram sendo capturados pelos núcleos, o meio se tornou transparente aos fótons e a fonte de produção de ondas acústicas cessou. A distância comóvel viajada por essas ondas desde o Big Bang até a recombinação (t_{rec} ou z_{rec}) é chamada escala de comprimento acústico r_s . Ela pode ser escrita como em [Weinberg et al. \(2013\)](#):

$$r_s = \int_0^{t_{rec}} \frac{c_s(t)}{a(t)} dt = \int_{z_{rec}}^{\infty} \frac{c_s(z)}{H(z)} dz, \quad (2.39)$$

onde c_s é a velocidade do som no plasma. Medidas do WMAP com base no modelo Λ CDM indicam uma escala acústica de cerca de 150 Mpc. A teoria de perturbações cosmológicas também confirma esse valor, o que torna as oscilações acústicas de bárions, uma precisa régua padrão ([WEINBERG et al., 2013](#)).

Um elemento de distância comóvel δD_C entre dois objetos muito próximos no espaço-tempo é o elemento de distância que permanece constante com o tempo à medida que os objetos se afastam devido à expansão do Universo. De outra maneira, a distância comóvel é igual à distância própria ou absoluta medida no instante da observação dividida pela razão entre os fatores de escala da época da medida e de hoje, ou ainda, a distância própria multiplicada por $(1+z)$. Assim, a distância comóvel total sobre uma linha de visada entre um observador na Terra, em $z=0$, e um objeto localizado em um *redshift* $z = z_{obj}$ é dada pela integral do elemento de distância comóvel δD_C ao longo de z ([HOGG, 1999](#)). De forma mais geral, a distância comóvel na linha de visada de um objeto localizado em um *redshift* z é dada por

$$D_C(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z dz' \frac{H_0}{H(z')}. \quad (2.40)$$

A distância angular entre dois objetos P e Q é definida como a razão entre a distância transversal comóvel l_{PQ} entre os mesmos, perpendicular à linha de visada, e a distância angular comóvel θ_{PQ} (em radianos), cujo vértice está no observador, de forma que $D_A = l_{PQ}/\theta_{PQ}$. Para $|\Omega_k| \ll 1$, o que condiz com as observações recentes de um universo plano, a distância D_A pode ser escrita como

$$D_A(z) \approx D_C \left[1 + \frac{1}{6} \Omega_k \left(\frac{D_C}{c/H_0} \right)^2 \right]. \quad (2.41)$$

A régua padrão pode ser obtida na orientação da linha de visada ou na orientação perpendicular à mesma. O horizonte sonoro se manifesta nas correlações de dois pontos entre galáxias. Na orientação transversa, o ângulo compreendido pelo horizonte sonoro dá a medida de D_A/r_s , a distância angular para o *redshift* z observado. Medidas da escala radial do horizonte sonoro dá $H(z)r_s$.

Definidas essas distâncias é possível descrever o uso da escala das oscilações acústicas de bárions para medir distâncias cósmicas. Uma variação de posição sobre a linha de visada é equivalente a uma variação de *redshift*, que depende de $H(z)r_s$. Já uma variação de posição perpendicular a linha de visada é equivalente à uma variação angular, que corresponde à uma mudança em $D_A(z)/r_s$.

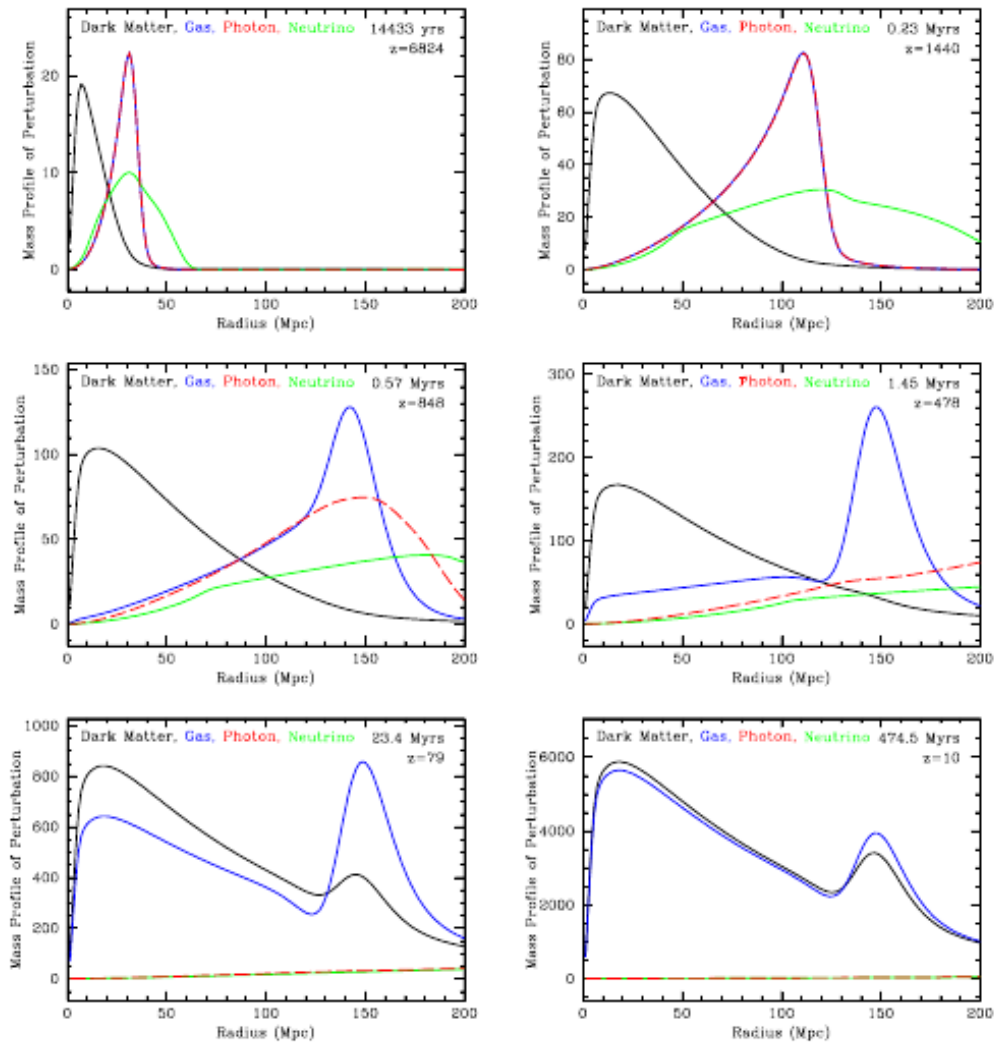
2.2.2 Observações

As oscilações acústicas de bárions foram identificadas na radiação cósmica de fundo em micro-ondas no final dos anos 1960, sendo logo estendidas para o espectro de potência de matéria. Com a descoberta da expansão acelerada, experimentos medindo a escala de distância como função do *redshift* se tornaram muito frequentes, inclusive detectando o efeito da energia escura nos *surveys* de galáxias em z elevado.

A primeira detecção de BAO está apresentada em Eisenstein et al. (2005). Foram utilizados os dados do *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) para fazer a espectroscopia de cerca de 47.000 galáxias, delimitadas por $0,16 < z < 0,47$ e 3816 graus². A função de correlação da amostra apresentou um pico bem definido em uma escala de $100 h^{-1}$ Mpc, confirmando as previsões teóricas. Assim, o horizonte sonoro das BAO consolidou-se como uma régua padrão de distâncias cósmicas, permitindo estimar com maior precisão os parâmetros do modelo Λ CDM, incluindo restringir as características da energia escura.

Após a primeira detecção, os seguintes experimentos também identificaram essa

Figura 2.7 - Evolução do perfil radial de massa



Simulação da evolução do perfil radial de massa de cada uma das espécies em função do raio comóvel, considerando uma sobredensidade inicial concentrada pontualmente na origem. Superior esquerdo: No início fótons (vermelho) e bárions (azul) viajam juntos como um pulso. Superior direito: em $z = 1440$, próximo à recombinação, é possível notar uma variação de matéria escura produzida pelo pulso de bárions e espécies relativísticas que viajam para do ponto original. Centro à esquerda: Após a recombinação, iniciada em ($z = 1100$), os fótons desacoplaram da perturbação bariônica. Centro à direita: Com o fim da recombinação, a perturbação de matéria escura se concentrou em direção à origem e a perturbação bariônica em uma casca. Inferior esquerdo: a instabilidade gravitacional governa e mais bárions e matéria escura são atraídos para as regiões de sobredensidade. Inferior direito: Mais recentemente, a fração de bárions da perturbação está próxima do valor cósmico.

Fonte: Weinberg et al. (2013).

escala: 2dFGRS, SDSS LRG, SDSS *main*, 6dFGS, WiggleZ, SDSS fotométrico, BOSS galáxias e BOSS Ly- α . A precisão atingida é de cerca de 2 %, o que permite afirmar que as observações possuem boa concordância com o modelo Λ CDM.

Resultados mais recentes para a escala de BAO, combinados com as medidas de anisotropias da RCFM, obtidos pelos experimentos WMAP e Planck, estão apresentados na Tabela 2.3.

Tabela 2.3 - Horizonte sonoro de BAO r_s medido pelo WMAP e pelo Planck a partir de anisotropias da RCFM. Fonte: Hinshaw et al. (2013) e Addison et al. (2018)

	WMAP 2013	Planck+BAO 2018
r_s (Mpc)	$148,49 \pm 1,23$	$147,58 \pm 0,22$

A escala de BAO é observada pelo mapeamento de uma faixa de *redshifts* em uma ampla área do céu, usando um traçador de matéria para obter a distribuição de densidade nesse volume. O mapeamento de intensidade da linha de 21 cm tem se mostrado uma poderosa ferramenta para traçar BAO. Ele consiste em medir a emissão combinada de todas as galáxias no volume observado, produzindo informações sobre as flutuações de densidade em grandes escalas e por consequência sobre a escala acústica.

2.3 A Cosmologia de 21 cm

Esta seção é baseada em Pritchard and Loeb (2012) e Furlanetto et al. (2006).

A cosmologia de 21 cm é uma forma de empregar a radioastronomia para explorar a física que ocorre após o fim da recombinação. Com ela é possível traçar a história da evolução cósmica do hidrogênio, desde a sua fase neutra (HI) até o fim da era da reionização (EoR), quando o mesmo se encontra quase que totalmente ionizado. É para medir a emissão em 21 cm nessa época que o mapeamento de intensidade (MI) se torna importante, uma vez que, devido à baixa intensidade do sinal, não é possível identificar fontes puntiformes. Assim, o que mapeamento de intensidade faz é medir a distribuição de intensidade de uma dada linha espectral em um agrande área do céu e em um dado intervalo de *redshifts*. Com isso, o mapeamento de intensidade da linha de 21 cm do HI é capaz de produzir a distribuição de HI em um dado volume do céu, permitindo traçar a formação e a evolução de estruturas de grande escala. Dessa forma, a distribuição de estruturas observadas na escala característica das

oscilações acústicas de bárions em função do *redshift* possibilitam estimar a taxa de expansão do universo e as características da energia escura.

2.3.1 Visão Geral

Apesar do conhecimento sobre a evolução cósmica ter aumentado bastante nas últimas décadas, o período de formação das primeiras estrelas e galáxias (o primeiro bilhão de anos) ainda é pouco entendido. Contudo, experimentos recentes já começam a observar essas galáxias distantes.

Com o esfriamento do universo e o desacoplamento da radiação em $t \sim 380.000$ anos, os prótons e os elétrons livres se combinaram formando hidrogênio neutro. A partir dessa época, a RCFM passou a se propagar livremente, sem sofrer espalhamento, carregando consigo informações sobre as flutuações de densidade do universo primordial ($\sim 10^{-5}$). Devido à ação gravitacional, essas flutuações evoluíram ao longo do tempo, formando as estruturas de grande escala.

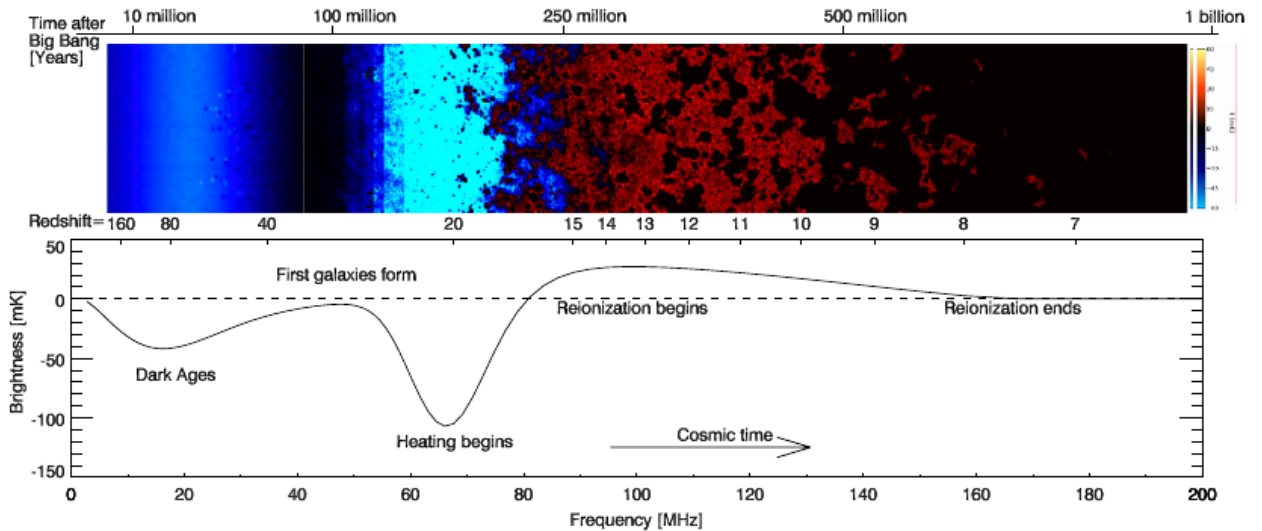
Apesar do arcabouço teórico sobre a evolução cósmica estar bem consolidado, a fase entre a recombinação e a formação das primeiras estrelas ainda não foi amplamente observada. Com o objetivo de extrair informações dessa época, já existem vários experimentos em construção ou operação para medir galáxias individualmente no óptico, utilizando instrumentos de alta sensibilidade. Mesmo assim, como esses objetos estão em *redshifts* muito altos, somente as fontes de maior brilho podem ser detectadas, o que dificulta uma observação detalhada da distribuição de matéria.

Um método alternativo bastante promissor baseia-se na observação da linha de 21 cm do HI, produzida pela transição hiperfina no estado fundamental do hidrogênio neutro. Essa transição ocorre devido à interação dos *spins* do próton e do elétron, dada a absorção ou emissão de um fóton com $\nu = 1420,4$ MHz. Como o hidrogênio corresponde a 75 % de toda a massa de gás presente no meio intergaláctico, o mesmo se mostra um excelente traçador de matéria do primeiro bilhão de anos do universo. A linha de 21 cm emitida em *redshifts* da ordem de 20 ou 30 pode ser detectada na faixa de rádio entre 46 MHz e 68 Mz. Assim, a cosmologia de 21 cm permite explorar as propriedades físicas do meio no período entre recombinação e reionização (*Cosmic Dawn*), para épocas mais recentes onde $z \sim 0,1$, permitindo traçar a evolução cósmica do HI, desde a sua fase neutra até sua ionização quase que total.

A Figura 2.8 dá uma visão geral da evolução da brilhância do sinal de 21 cm em

função do *redshift*, da frequência e do tempo cósmico desde o desacoplamento até o primeiro bilhão de anos, no fim da era da reionização (EoR).

Figura 2.8 - Evolução temporal do sinal de 21 cm



Painel superior: Simulação da evolução temporal das flutuações da temperatura de brilho do sinal de 21 cm, desde um pouco antes da formação das primeiras estrelas até o fim da era da reionização. No eixo horizontal inferior estão os *redshifts*. Essa figura é uma combinação de intervalos de *redshifts* de volumes cósmicos simulados. O eixo vertical à direita apresenta uma escala de cores que representa a temperatura de brilho em mK da linha de 21 cm, sendo a região vermelha e amarela da escala emissão e azul e roxo, absorção. A região preta representa uma temperatura de brilho nula. Nota-se que o sinal de 21 cm passa por duas fases de absorção: *Dark Ages* (azul) e início do aquecimento após a formação das primeiras galáxias (azul claro). Entre essas duas fases ocorre um período onde a temperatura de excitação da transição hiperfina de 21 cm do HI desacopla da temperatura do gás de HI (preto). Uma fase de emissão ocorre no período de reionização (vermelho) desaparecendo no fim da reionização de todo hidrogênio (preto em $z \sim 7$). Painel inferior: Simulação da evolução da temperatura média de brilho de 21 cm desde as *Dark Ages*, em $z \sim 200$, até o fim da reionização em $z \sim 6$. A linha sólida indica a temperatura de brilho do sinal de 21 cm de HI em mK e a linha tracejada indica a temperatura de brilho nula. As simulações feitas dentro dessa faixa de *redshifts* são governadas por diversos processos físicos, incluindo a formação das primeiras galáxias e o aquecimento e ionização do gás de H. Existe uma considerável incerteza na estimativa deste sinal decorrente das propriedades desconhecidas das primeiras galáxias.

Fonte: Pritchard and Loeb (2012).

As primeiras estruturas começam a surgir das inomogeneidades primordiais durante

as *Dark Ages*. A absorção no sinal de 21 cm pode ser vista em ambos os painéis da Figura 2.8, devido à incidência de fótons da RCFM nas nuvens frias de gás.

À medida que as primeiras estrelas se formaram, o espalhamento de fótons Ly α produzidos pelas mesmas criaram um forte acoplamento entre a temperatura de excitação dos estados de *spin* da linha de 21 cm e a temperatura do gás. Assim, ocorreu uma forte absorção do sinal, que variava espacialmente de forma bastante sensível devido à pequena quantidade de galáxias existentes. Em seguida, os raios X produzido pelas primeiras galáxias aqueceu o gás, levando à emissão em 21 cm no começo da EoR. Por fim, fótons ultravioleta ionizaram quase todo gás, criando os buracos escuros observados no lado direito do painel superior da Figura 2.8.

No fim dessa janela temporal (fim da EoR) grande parte do hidrogênio existente está ionizado. Esse cenário dificulta muito a observação das emissões de objetos individuais, uma vez que a intensidade do sinal é muito fraca, exceto nas poucas regiões onde ainda existe HI. Para contornar essa dificuldade, utiliza-se uma técnica de medição do sinal sobre uma grande área do céu, feita para uma ampla faixa de *redshifts*, chamada mapeamento de intensidade. Os detalhes dessa técnica estão apresentados na próxima seção.

2.3.2 A Linha de 21 cm do HI

O hidrogênio neutro, em seu estado energético fundamental, possui um próton, de *spin* nuclear $I = 1/2$, e um elétron, de *spin* $S = 1/2$. Como ambas as partículas carregadas possuem *spin*, as mesmas produzem momentos magnéticos. Estes interagem, dividindo o nível fundamental $1s$ em dois estados hiperfinos, separados por uma quantidade de energia dada por

$$\Delta E = \frac{4}{3} \alpha^4 g_p \frac{m_e}{m_p} m_e c^2 = 5,879 \times 10^{-6} \text{ eV}, \quad (2.42)$$

onde α é a constante de estrutura fina, g_p é o fator g de um próton livre, m_e é a massa do elétron, m_p é a massa do próton e c é a velocidade da luz. Essa separação é conhecida como estrutura hiperfina do estado fundamental.

O momento angular total é dado por $F = I + S$, resultando em dois números quânticos possíveis : $F = 0$ ou $F = 1$. A radiação produzida pela transição entre os dois níveis hiperfinos possui comprimento de onda de 21,106114 cm e, consequentemente, uma frequência de 1420,405751768 MHz. A Figura 2.9 mostra o diagrama

esquemático da estrutura hiperfina do estado fundamental 1s do HI.

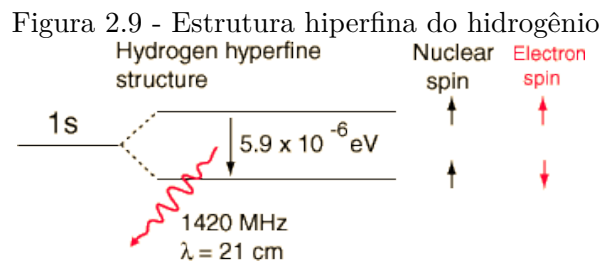
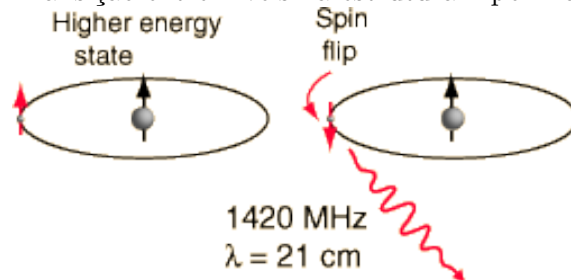


Diagrama esquemático da estrutura hiperfina do estado fundamental 1s do átomo de hidrogênio. Uma transição entre o estado mais energético (*spins* paralelos) e o estado menos energético (*spins* antiparalelos) emite um fóton de $5,9 \times 10^{-6} \text{ eV}$, correspondente à uma frequência de 1420 MHz ou a um comprimento de onda de 21 cm).

Fonte: HyperPhysics (2016).

A Figura 2.10 representa esquematicamente a transição entre os dois estados hiperfinos do hidrogênio neutro. À esquerda o átomo de hidrogênio está na configuração mais energética, $F = 1$, onde os *spins* do próton e do elétron estão paralelos. À direita o HI passa para a configuração menos energética (*spins* antiparalelos), $F = 0$, atingida após o *spin* do elétron mudar (*spin flip*), e o átomo emitir um fóton com comprimento de onda de 21 cm (1420 MHz).

Figura 2.10 - Transição entre níveis na estrutura hiperfina do hidrogênio



Representação da transição (*spin flip*) e correspondente emissão do fóton em 21 cm (1420 MHz).

Fonte: HyperPhysics (2016).

O hidrogênio é o elemento mais abundante do universo, correspondendo a cerca de 75% da massa de gás presente no meio intergaláctico. Assim, a linha espectral de

21 cm pode ser usada como uma boa traçadora de matéria em uma nuvem de gás, dada uma fonte de rádio localizada atrás da mesma. A intensidade do sinal de 21 cm ao longo da linha de visada entre a fonte de rádio e o observador, passando pela nuvem de gás, depende da teoria de transferência radiativa.

2.3.3 Transferência Radiativa

Seja I_ν a intensidade específica ou brilho, explicitando um diferencial de energia dE que atravessa um elemento de área dA em um tempo dt em uma faixa de frequências entre ν e $\nu + d\nu$ dentro de um elemento de ângulo sólido $d\Omega$ conforme

$$dE = I_\nu \times dA \times dt \times d\Omega \times d\nu. \quad (2.43)$$

A variação da intensidade específica dI_ν , ao longo de um elemento de deslocamento ds sobre a linha de visada é dada pela equação de transferência radiativa

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu, \quad (2.44)$$

onde I_ν é a intensidade específica (ou brilho) por unidade de frequência ν . A absorção e a emissão ao longo da linha de visada são dadas pelos respectivos coeficientes α_ν e j_ν .

A profundidade óptica τ_ν é definida como $d\tau_\nu \equiv \alpha_\nu ds$ de forma que

$$\tau_\nu(s) = \int_{s_0}^s \alpha_\nu(s') ds', \quad (2.45)$$

onde s_0 é a origem do caminho s ou ponto zero arbitrário da escala de distância sobre a linha de visada e s' é a variável de integração. De forma simplificada, a profundidade óptica indica o grau de dificuldade de um fóton atravessar um meio sem ser absorvido. Se $\tau_\nu > 1$ o meio é dito opticamente espesso e os fótons de frequência ν têm alta probabilidade de serem absorvidos. Se $\tau_\nu < 1$, o meio é dito opticamente fino e os fótons que o atravessam possuem baixa probabilidade de serem absorvidos.

Substituindo a definição da profundidade óptica $d\tau_\nu \equiv \alpha_\nu ds$ na equação de transferência radiativa 2.44 obtém-se

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}. \quad (2.46)$$

Definindo a função fonte $S_\nu = j_\nu/\alpha_\nu$ e substituindo na equação 2.46:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu. \quad (2.47)$$

A equação 2.47 é a equação de transferência radiativa em função da profundidade óptica e da função fonte. Quando a quantidade de emissões é igual a de absorções não há variação de intensidade ($dI_\nu/d\tau_\nu = 0$), ou seja, $I_\nu = S_\nu$. A solução formal da equação 2.47 é dada por

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0) e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} S_\nu(\tau'_\nu) d\tau'_\nu \quad (2.48)$$

O primeiro termo do lado direito da equação dá a intensidade inicial $I_\nu(0)$ atenuada por absorção $e^{-\tau_\nu}$. O segundo termo descreve a função fonte atenuada por uma absorção progressiva ao longo de τ'_ν dada pelo fator $e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)}$.

Quando a função fonte S_ν é constante sobre a linha de visada, a equação 2.48 pode ser escrita como

$$I_\nu(s) = I_\nu(0) e^{-\tau_\nu(s)} + S_\nu (1 - e^{-\tau_\nu(s)}). \quad (2.49)$$

Dada uma profundidade óptica $\tau_\nu(s)$ elevada o suficiente, a intensidade $I_\nu(s)$ tende ao valor da função fonte S_ν .

A intensidade de um campo de radiação, em uma dada frequência I_ν , pode ser caracterizado pela temperatura do corpo negro que teria o mesmo brilho nessa mesma frequência ν , conforme

$$I_\nu \equiv B_\nu(T_b) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T_b}} - 1}, \quad (2.50)$$

onde h é a constante de Planck, ν é a frequência da emissão, c é a velocidade da luz no vácuo, k_B é a constante de Boltzmann e T_b é a temperatura de brilho.

Em radioastronomia, frequentemente emprega-se o limite de Rayleigh-Jeans. Como exemplo, a frequência da linha de 21 cm (1420 MHz) é muito menor que a frequência do pico de emissão da RCFM (~ 100 GHz). Assim, utilizando o limite de Rayleigh-Jeans ($h\nu \ll k_B T_b$) na equação 2.50 é possível relacionar a intensidade I_ν à uma temperatura de brilho T_b pela equação

$$I_\nu = 2k_B T_b \frac{\nu^2}{c^2} \quad (2.51)$$

Isolando T_b obtém-se

$$T_b = \frac{c^2}{2k_B \nu^2} I_\nu. \quad (2.52)$$

Substituindo a equação 2.52 em 2.49, obtém-se a equação de transferência radiativa em função das temperaturas

$$T_b(s) = T_b(0) e^{-\tau_\nu(s)} + T \left(1 - e^{-\tau_\nu(s)}\right), \quad (2.53)$$

onde $T_b(s)$ é a temperatura de brilho observada numa dada frequência ν , $T_b(0)$ é a temperatura de brilho da fonte atenuada pelo termo $e^{-\tau_\nu(s)}$ e T é a temperatura de excitação da nuvem de gás, considerada uniforme. A temperatura de excitação da linha de 21 cm é conhecida como a temperatura de *spin* e a partir daqui será chamada de T_S , de forma que $T = T_S$. Ela é definida pela razão entre as densidades numéricas n_0 e n_1 do átomo de hidrogênio nos dois níveis hiperfinos. O nível 0 se refere ao nível menos energético $1_0S_{1/2}$. Já o nível 1 está associado ao nível mais energético $1_1S_{1/2}$.

Considerando o sistema em equilíbrio termodinâmico,

$$n_i = g_i e^{-E_i/k_B T}, \quad (2.54)$$

onde g_i é o número de estados possíveis com energia E_i . Assim, a equação que relaciona n_1/n_0 com T_S é pode ser escrita como

$$\frac{n_1}{n_0} = \left(\frac{g_1}{g_0} \right) e^{-\frac{T_*}{T_S}}, \quad (2.55)$$

onde $g_1 = 3$ e $g_0 = 1$ são os fatores de degenerescência estatística ou peso estatístico dos níveis $1_1S_{1/2}$ e $1_0S_{1/2}$ (número de estados possíveis com a respectiva energia E_i) e $T_* \equiv hc/k_B\lambda_{21cm} = 68$ mK. É possível notar uma relação direta entre a razão entre populações n_1/n_0 e a temperatura de *spin* T_S .

Considerando uma nuvem opticamente fina ($\tau_\nu \ll 1$) e temperatura de brilho em $s = 0$ como a temperatura de brilho da fonte de radiação T_R , a equação 2.53 pode ser aproximada por

$$T_b(s) - T_b(0) = (T_S - T_R) \tau_\nu. \quad (2.56)$$

Nesse caso, podem ser observadas 3 situações diferentes no que diz respeito à diferença entre a temperatura de brilho da fonte T_R e a temperatura de *spin* T_S :

- $T_S > T_R$: Emissão
- $T_S < T_R$: Absorção
- $T_S = T_R$: Não há sinal

Vale salientar a importância da evolução da temperatura de *spin*, dada pela evolução da razão entre as densidades de populações n_1/n_0 , para a determinação da temperatura de brilho do sinal $T_b(s)$.

Para encontrar a solução da equação de transferência radiativa é necessário conhecer a forma explícita dos coeficientes de absorção e emissão. Os mesmos, por sua vez, são determinados por processos microscópicos descritos pelos coeficientes de Einstein, que são derivados da Mecânica Quântica.

A emissão espontânea (sem a presença de um campo de radiação) de um fóton com comprimento de onda de 21 cm ocorre devido a transição entre os dois níveis da estrutura hiperfina do átomo de HI. O coeficiente A de Einstein dá a probabilidade dessa transição por unidade de tempo. Seu valor é $A_{10} = 2,85 \times 10^{-15} s^{-1}$, o que equivale à um tempo de decaimento espontâneo de cerca de 10^7 anos.

Antes de descrever os coeficientes B de Einstein é preciso definir a intensidade média

$$J_\nu \equiv \int \frac{1}{4\pi} I(\nu) d\Omega. \quad (2.57)$$

No caso de um campo de radiação isotrópico, $J_\nu = I_\nu$. Mais explicitamente, se um campo é isotrópico em um ponto, então ele é igual à sua média angular em todas as direções.

A absorção ocorre na presença de fótons de energia $h\nu_0$. A taxa de ocorrência de absorções é proporcional à densidade de fótons com frequência ν_0 , a qual é caracterizada pela intensidade média J_{ν_0} .

A diferença de energia entre os níveis da estrutura hiperfina é descrita por um perfil de linha $\phi(\nu)$ que possui um pico pronunciado em $\nu = \nu_0$ e é normalizado de forma que

$$\int_0^\infty \phi(\nu) d\nu = 1. \quad (2.58)$$

A função $\phi(\nu)$ descreve a eficiência relativa de frequências vizinhas a ν_0 causarem transição. Assim, a probabilidade de transição por unidade de tempo para absorção é dada por $B_{01}\bar{J}$, onde

$$\bar{J} \equiv \int_0^\infty J_\nu \phi(\nu) d\nu \quad (2.59)$$

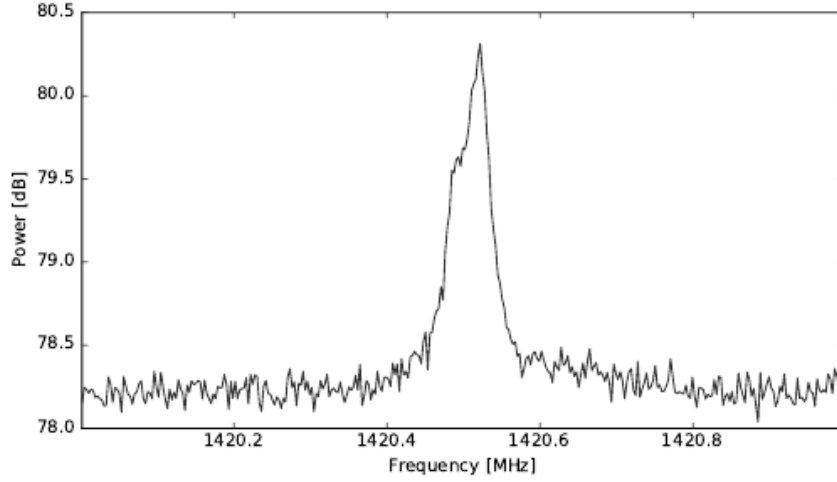
e B_{01} é o primeiro coeficiente B de Einstein.

A emissão estimulada é o processo que causa a emissão de um fóton devido ao campo de radiação. O produto $B_{10}\bar{J}$ dá a probabilidade de transição por unidade de tempo para a emissão estimulada e B_{10} é o segundo coeficiente B de Einstein.

A Figura 2.11 mostra um perfil medido da emissão galáctica da linha de 21 cm do HI. É possível notar que, devido a largura da linha $\Delta\nu$ ser relativamente pequena, a função $\phi(\nu)$ pode ser aproximada por uma função δ de Dirac. Assim, as probabilidades de transição por unidade de tempo para absorção e emissão estimulada podem ser reescritas como $B_{01}J_{\nu_0}$ e $B_{10}J_{\nu_0}$.

Em equilíbrio termodinâmico, o número de transições por unidade de tempo por unidade de volume do nível 0 para o nível 1 é igual ao número de transições por

Figura 2.11 - Perfil de emissão medido de 21 cm do hidrogênio galáctico



Perfil de emissão de 21 cm do hidrogênio galáctico medido usando o espectrômetro digital Breakthrough Listen do Green Bank Telescope.

Fonte: Price (2016).

unidade de tempo por unidade de volume do nível 1 para o nível 0. Utilizando as densidade numéricas n_0 e n_1 definidas anteriormente, obtém-se

$$n_0 B_{01} \bar{J} = n_1 A_{10} + n_1 B_{10} \bar{J}. \quad (2.60)$$

Após alguma manipulação algébrica usando as equações 2.60 e 2.55, obtêm-se as relações de Einstein:

$$g_0 B_{01} = g_1 B_{10} \quad (2.61)$$

e

$$A_{10} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{10}. \quad (2.62)$$

O coeficiente de absorção α_ν representa a perda de intensidade ao longo de ds e é positivo quando há uma diminuição de I_ν . O mesmo pode ser descrito pela equação

$$\alpha_\nu = \frac{E_{01}}{4\pi} \phi(\nu) (n_0 B_{01} - n_1 B_{10}) \quad (2.63)$$

onde $E_{01} = h\nu_{21cm}$ é a energia do fóton absorvido e $E_{10} = E_{10}$ (energia do fóton emitido). Uma vez que a emissão estimulada é proporcional à intensidade e afeta os fótons ao longo de um feixe, a mesma é tratada como uma “absorção negativa” e seu efeito é incluído no coeficiente de absorção. O termo $n_1 B_{10}$ é uma contribuição positiva para dI_ν .

O coeficiente de emissão espontânea por frequência j_ν pode ser escrito como

$$j_\nu = \frac{E_{10}}{4\pi} \phi(\nu) n_1 A_{10}, \quad (2.64)$$

onde a contribuição positiva para a intensidade específica devido à emissão espontânea é descrita em função da energia do fóton liberado na transição, da densidade numérica de átomos no nível mais energético da estrutura hiperfina do estado fundamental e do coeficiente A de Einstein que dá a probabilidade de ocorrer a transição por unidade de tempo.

Substituindo a equação do coeficiente de absorção 2.63 na equação 2.45, obtém-se a profundidade óptica de uma região de comprimento s (medido ao longo de uma linha de visada arbitrária) e para a frequência da linha de 21 cm $\nu = \nu_{01}$,

$$\tau_\nu = \int \frac{E_{01}}{4\pi} \phi(\nu) (n_0 B_{01} - n_1 B_{10}) ds, \quad (2.65)$$

onde $E_{01} = k_B T_* = h\nu_{01} = 5,879 \times 10^{-6}$ eV é a energia associada à transição entre os níveis da estrutura hiperfina do estado fundamental do átomo de hidrogênio. Como em todas as situações astrofísicas $T_* \ll T_S$, cerca de 3/4 dos átomos de HI estão no estado excitado. Logo $n_0 = n_{HI}/4$, onde n_{HI} é a densidade numérica de hidrogênio neutro.

Colocando o termo $n_0 B_{01}$ em evidência e substituindo E_{01} por $h\nu_{01}$ e n_0 por $n_{HI}/4$, obtém-se

$$\tau_\nu = \int \frac{h\nu_{01}}{4\pi} \phi(\nu) \frac{n_{HI}}{4} B_{01} \left(1 - \frac{n_1 B_{10}}{n_0 B_{01}} \right) ds. \quad (2.66)$$

Substituindo as equações 2.55, 2.61 e 2.62 em 2.66:

$$\tau_\nu = \int \frac{h\nu_{01}}{4\pi} \phi(\nu) \frac{n_{HI}}{4} \frac{3A_{10}}{4\pi\nu_{01}^3} \left(1 - e^{-\frac{T_*}{T_S}}\right) ds. \quad (2.67)$$

Vale destacar que a equação 2.67 mostra a relação entre a emissão estimulada, cuja contribuição está embutida no coeficiente de absorção, e a temperatura de *spin* T_S . Nesse trabalho T_S é considerado constante em toda a nuvem. Porém, para uma solução mais precisa é necessário resolver uma equação de Boltzmann que associa a temperatura de *spin* com as distribuições de velocidades.

Como mencionado anteriormente, $T_* \ll T_S$. Assim, o termo $\left(1 - e^{-T_*/T_S}\right)$ pode ser aproximado pela razão T_*/T_S . Além disso, substituindo $T_* = h\nu_{01}/k_B$ na equação 2.67, obtém-se

$$\tau_\nu \approx \int \left(\frac{h}{4\pi}\right) \left(\frac{n_{HI}}{4}\right) \left(\frac{3A_{10}}{4\pi\nu_{01}^2}\right) \left(\frac{T_*}{T_S}\right) \phi(\nu) ds. \quad (2.68)$$

A equação 2.68 mostra que a profundidade óptica de uma dada nuvem é inversamente proporcional à sua temperatura de *spin*.

Considerando unidades naturais ($\hbar = k_B = 1$) e fazendo a integral sobre uma linha de visada que cruza uma nuvem com densidade numérica de HI n_{HI} supostamente uniforme, obtém-se a densidade da coluna de HI, $N_{HI} = \int n_{HI} ds$, com dimensão de cm^{-2} . Por fim, a equação da profundidade óptica de uma nuvem em uma dada frequência pode ser escrita como

$$\tau_\nu \approx \left(\frac{3A_{10}}{32\pi\nu_{01}^2}\right) \left(\frac{T_*}{T_S}\right) N_{HI} \phi(\nu). \quad (2.69)$$

O perfil $\phi(\nu)$ de uma linha espectral é definido por diversos fatores ambientais como temperatura, pressão, etc. No caso do meio intergaláctico, o que ocorre é uma expansão uniforme do gás, seguindo o fluxo de Hubble. A distribuição de velocidades dos átomos com relação ao observador segue uma distribuição de Maxwell, que é dependente da temperatura. Assim, a influência da temperatura na forma do perfil de linha é chamada de alargamento térmico.

A aproximação de Sobolev assume que variações locais no gradiente de velocidade

são desprezíveis quando comparadas com variações macroscópicas da mesma, considerando as condições do gás uniformes ao longo do comprimento s (comprimento de Sobolev). Assim, o perfil de velocidade é dado por

$$v = \left(\frac{dv}{ds} \right) s = H(z) s. \quad (2.70)$$

A equação do efeito Doppler pode ser escrita de forma aproximada por

$$\frac{v}{c} = \frac{\Delta\nu}{\nu_{01}} = \frac{\nu_{01} - \nu}{\nu_{01}}, \quad (2.71)$$

onde ν_{01} é a frequência central ou frequência de repouso da linha espectral. O perfil de linha é normalizado, conforme equação 2.58, de forma que

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (2.72)$$

Substituindo as equações 2.70 e 2.71 na equação 2.72, obtém-se

$$\phi(\nu) = \frac{c}{s \left(\frac{dv}{ds} \right) \nu_{01}} = \frac{c}{s H(z) \nu_{01}}. \quad (2.73)$$

O *redshift* z relaciona as frequências observada ν e emitida ν_{01} segundo a equação

$$\nu = \frac{\nu_{01}}{1+z}. \quad (2.74)$$

Substituindo a equação 2.74 na equação 2.73, e em seguida substituindo na equação 2.69, obtém-se

$$\tau_\nu \approx \left(\frac{3A_{10}}{32\pi\nu_{01}^2} \right) \left(\frac{T_*}{T_S} \right) N_{HI} \frac{c}{s \left(\frac{dv}{ds} \right) \nu (1+z)}. \quad (2.75)$$

A densidade da coluna ao longo do segmento s depende da fração neutra x_{HI} de hidrogênio presente na mesma. Logo, $N_{HI} = x_{HI} n_H(z) s$. Assim, substituindo N_{HI} na equação 2.75, fazendo $c = 1$ e $\nu = \nu_{01}$:

$$\tau_{\nu_{01}} \approx \frac{3}{32\pi} \left(\frac{A_{10}}{\nu_{01}^3} \right) \left(\frac{T_*}{T_S} \right) \frac{1}{(1+z)} \frac{x_{HI} n_H(z)}{dv/ds}. \quad (2.76)$$

A profundidade óptica da transição de 21 cm $\tau_{\nu_{01}}$ é pequena todos os *redshifts* relevantes. Assim, vale a aproximação da solução da equação de transferência radiativa para temperaturas, dada pela equação 2.56. Portanto, escrevendo o diferencial da temperatura de brilho, medido em função do *redshift* z

$$\delta T_b = \frac{T_b(z) - T_R(z)}{1+z}. \quad (2.77)$$

Substituindo a equação 2.56 na 2.77, obtém-se

$$\delta T_b = \frac{T_S - T_R(z)}{1+z} (1 - e^{-\tau_\nu(z)}) \approx \frac{T_S - T_R(z)}{1+z} \tau_\nu(z). \quad (2.78)$$

Substituindo a equação 2.75 na 2.78:

$$\delta T_b \approx \left(\frac{3}{32\pi} \right) \frac{T_S - T_R(z)}{1+z} \left(\frac{A_{10}}{\nu_{01}^3} \right) \left(\frac{T_*}{T_S} \right) \frac{1}{(1+z)} \frac{x_{HI} n_H(z)}{dv/ds} \quad (2.79)$$

Após certa manipulação algébrica é possível reescrever o diferencial de temperatura de brilho δT_b como

$$\delta T_b(z) \approx 9x_{HI} (1 + \delta_b) (1+z)^{1/2} \left[1 - \frac{T_R(z)}{T_S} \right] \left[\frac{H(z)/(1+z)}{dv_{\parallel}/dr_{\parallel}} \right] \text{mK}, \quad (2.80)$$

onde x_{HI} é a fração numérica de hidrogênio neutro; δ_b é o contraste de densidade de bárions, dado pelo desvio relativo da densidade com relação à densidade média; $dv_{\parallel}/dr_{\parallel}$ é o gradiente da velocidade própria ao longo da linha de visada, considerando a expansão de Hubble e a velocidade peculiar.

Ainda na equação 2.80, nota-se que δT_b satura se $T_S \gg T_R$. Por outro lado, δT_b pode ser atingir valores negativos se $T_S \ll T_R$. Assim, é possível concluir que a observabilidade do sinal de 21 cm está diretamente ligada à temperatura de *spin*, definida em função da razão entre as densidades numéricas das populações do estado excitado n_1 e não excitado n_0 . Reescrevendo a equação 2.55

$$T_S = T_* \left[\ln \left(\frac{3n_0}{n_1} \right) \right]^{-1}, \quad (2.81)$$

ou seja, quanto mais átomos excitados em uma nuvem, maior é a temperatura de *spin* (ou de excitação). O fato de T_S ser maior, menor ou igual à temperatura do campo de radiação T_R é que dita se o sinal vai ser observado em emissão ou absorção, ou não vai ser observado. Os processos que definem as populações n_1 e n_0 são apresentados na seção 2.3.4.

Muitas estratégias observacionais levam em consideração o contraste entre a radiação emitida por nuvens de hidrogênio em altos *redshifts* e a radiação cósmica de fundo em micro-ondas. Nesse caso, a temperatura de brilho do campo de radiação T_R passa a ser a da radiação cósmica de fundo em micro-ondas ($T_R = T_{RCFM}$). Com isso é feita uma comparação entre as temperaturas em uma linha de visada que passa por uma nuvem de hidrogênio e outra que apontada diretamente para a radiação cósmica.

2.3.4 A Temperatura de *Spin* T_S

São três os processos que definem T_S ao longo da evolução cósmica: absorção/emissão estimulada de fótons de 21 cm de/para o campo de radiação (por exemplo, radiação cósmica de fundo em micro-ondas); colisões com outros átomos de hidrogênio, elétrons livres e prótons; absorção seguida de emissão de fótons $\text{Ly}\alpha$, causando mudança no alinhamento dos *spins* via um estado excitado intermediário.

Sejam C_{10} e P_{10} as taxas de perda de excitação por átomo por colisões e absorção/colisão ressonantes, respectivamente. Considerando também que C_{01} e P_{01} são as correspondentes taxas de excitação. Como a taxa de ocorrência desses processos é muito maior que a taxa de decaimento espontâneo ($\sim 10^{15}$ s), a temperatura de *spin* é determinada pelo equilíbrio entre as mesmas conforme

$$n_1 (C_{10} + P_{10} + A_{10} + B_{10}I_R) = n_0 (C_{01} + P_{01} + B_{01}I_R), \quad (2.82)$$

onde B_{10} e B_{01} são os coeficientes de Einstein já apresentados anteriormente e I_R é o fluxo de energia dos fótons do campo de radiação.

A relação entre as taxas de excitação C_{01} e perda de excitação C_{10} por colisão é dada por

$$\frac{C_{01}}{C_{10}} = \frac{g_1}{g_0} e^{-T_*/T_K} \approx 3 \left(1 - \frac{T_*}{T_K}\right), \quad (2.83)$$

onde T_K é a temperatura cinética do gás.

A temperatura de cor efetiva T_c do campo de radiação é definida por

$$\frac{P_{01}}{P_{10}} = 3 \left(1 - \frac{T_*}{T_c}\right), \quad (2.84)$$

Substituindo a equação 2.55 de razão entre as populações (n_1 e n_0) e as relações de Einstein de 2.61 e 2.62 em 2.82. Em seguida, considerando que T_* é muito menor que qualquer temperatura astrofísica T , e fazendo a aproximação $1 - e^{T_*/T} \approx 1 - T_*/T$, bem como que os fótons do campo de radiação (em geral, da radiação cósmica fundo) estão na região de Rayleigh-Jeans do espectro de emissão, de forma que vale a aproximação $I_\nu \propto \nu^2 T_b$, obtém-se

$$T_S^{-1} = \frac{T_R^{-1} + x_\alpha T_\alpha^{-1} + x_c T_K^{-1}}{1 + x_\alpha + x_c}, \quad (2.85)$$

onde T_R é a temperatura do campo de radiação, ou radiação cósmica de fundo em geral, de forma que $T_R = T_{RCFM}$. A temperatura do campo de radiação de fótons Ly α na frequência da própria linha ($2,45 \times 10^{15}$ Hz) é T_α . A mesma é fortemente acoplada à temperatura cinética (termodinâmica) T_K , devido ao recuo causado pelos repetidos espalhamentos entre fótons e átomos do gás.

O coeficiente de acoplamento x_c abrange os efeitos de colisões entre dois átomos de hidrogênio e de colisões entre um átomo de hidrogênio e um próton ou elétron. Essas colisões induzem *spin-flips* no HI, dominando as emissões de 21 cm em um período em que a densidade de hidrogênio neutro ainda era alta (*Dark Ages*).

O coeficiente de acoplamento x_α se deve ao efeito Wouthuysen-Field, referente ao espalhamento ressonante de fótons Ly α . Esse processo teve início com a formação das primeiras estrelas. Nele o hidrogênio que está no estado hiperfino menos energético absorve um fóton Ly α e é excitado para um estado mais energético. A partir desse nível o hidrogênio pode emitir um fóton Ly α e voltar para um dos dois níveis hiperfinos do estado fundamental. Se ele volta para o nível mais energético, então em seguida ocorre um *spin-flip* e a emissão em 21 cm ocorre.

Os coeficientes de acoplamento por colisão e por espalhamento ressonante Ly α podem ser combinados na forma $x_{tot} \equiv x_c + x_\alpha$. Para $x_{tot} \geq 1$ o acoplamento por colisão entre T_S e T_K é forte, enquanto que para $x_{tot} \ll 1$, T_S tende para T_R .

Campos de Radiação

Existem dois tipos de fontes produtoras de campos de radiação que excitam os átomos de hidrogênio neutro das regiões intergalácticas, produzindo a linha espectral de 21 cm: a radiação cósmica de fundo em micro-ondas e as fontes puntiformes emissores em frequências de rádio.

Pouco após o fim da recombinação as flutuações de temperatura (termodinâmica) da RCFM eram $\delta T_{RCFM} \sim 10^{-5}$, sendo $T_R = T_{RCFM}$. Nesse caso, a linha de 21 cm é observada como uma distorção espectral na curva de corpo negro da RCFM, em um intervalo adequado de frequências. A interação entre os fótons da RCFM e os átomos da nuvem de HI produz uma distribuição de 21 cm ao longo de todo o céu, o que permite que a mesma seja tratada como as anisotropias da radiação cósmica de fundo. As flutuações de temperatura δT_{21cm} podem ser mapeadas em função das coordenadas angulares θ e ϕ , bem como de z . O produto da observação é a distribuição de densidade do HI em um volume definido por limites nas três coordenadas.

As radiofontes puntiformes são objetos com brilho intenso como, por exemplo, os quasares. Os mesmos possuem temperatura de brilho muito maior que a emissão difusa e fraca do HI ($T_R \gg T_S$). Assim, a nuvem de gás absorve com relação à fonte. O surgimento de linhas de absorção do HI em diferentes *redshifts* cria uma “floresta” de linhas, conhecida como “floresta de 21 cm”. A alta intensidade das radiofontes puntiformes permite estudar as linhas com alta resolução em frequência, possibilitando resolver estruturas de pequena escala (\sim kpc).

Acoplamento por Colisão

Colisões com diferentes partículas podem causar *spin-flips* em átomos de hidrogênio e dominar o acoplamento em um período do Universo onde a densidade do gás era alta. Existem três tipos de colisões possíveis: colisões entre dois átomos de hidrogênio, colisões entre um átomo de hidrogênio e um próton; e colisões entre um átomo de hidrogênio e um elétron. O acoplamento por colisão para uma espécie i é dado por

$$x_c^i \equiv \frac{C_{10} T_*}{A_{10} T_\gamma} = \frac{n_i \kappa_{10}^i T_*}{A_{10} T_\gamma}, \quad (2.86)$$

onde C_{10} é a taxa de excitação por colisão e κ_{10}^i é o coeficiente de taxa específica para perda de excitação de *spin* por colisões com espécies do tipo i (em unidades de cm^3s^{-1}).

O coeficiente total de acoplamento por colisão por ser escrito como

$$\begin{aligned} x_c &= x_c^{HH} + x_c^{pH} + x_c^{eH} \\ &= \frac{T_*}{A_{10} T_\gamma} \left[\kappa_{1-0}^{HH} (T_K) n_H + \kappa_{1-0}^{pH} (T_K) n_p + \kappa_{1-0}^{eH} (T_K) n_e \right], \end{aligned} \quad (2.87)$$

onde κ_{1-0}^{HH} é a taxa de espalhamento entre átomos de hidrogênio, κ_{1-0}^{pH} é a taxa de espalhamento entre prótons e átomos de hidrogênio e κ_{1-0}^{eH} é a taxa de espalhamento entre elétrons e átomos de hidrogênio. Essas taxas de colisão são determinadas no âmbito da Mecânica Quântica.

O acoplamento por colisão dominou o acoplamento durante as *Dark Ages*, em *redshifts* relativamente elevados.

Efeito Wouthuysen-Field

Quando as estrelas começaram a se formar, o espalhamento ressonante de fótons Ly α passou a dominar o acoplamento. Esse processo é chamado de efeito Wouthuysen-Field e funciona da seguinte forma: supondo que o hidrogênio esteja inicialmente em seu estado hiperfino singleto ($1_0S_{1/2}$) e um fóton Ly α é absorvido pelo mesmo, que então é excitado para um dos estados hiperfinos centrais 2P (regras de seleção de dipolo). A partir daí, a emissão de um fóton Ly α pode levar o átomo a um dos dois níveis hiperfinos do estado fundamental. Se o átomo for para o nível tripleto, um *spin-flip* ocorre. Assim, o processo ressonante de absorção seguida de emissão de um fóton Ly α pode produzir mudança no alinhamento dos *spins* e consequente emissão em 21 cm.

O acoplamento devido ao efeito Wouthuysen-Field pode ser escrito como

$$x_\alpha = \frac{4P_\alpha}{27A_{10}} \frac{T_*}{T_\gamma}, \quad (2.88)$$

onde P_α é a taxa de espalhamento de fótons Ly α , A_{10} é a taxa de emissão espontânea em 21 cm e T_γ é a temperatura da fonte de radiação.

A taxa de espalhamento entre fótons Ly α e um átomo de hidrogênio é dada por

$$P_\alpha = 4\pi\chi_\alpha \int J_\nu(\nu) \phi_\alpha(\nu) d\nu, \quad (2.89)$$

onde $\sigma_\nu \equiv \chi_\alpha \phi_\alpha(\nu)$ é a seção transversal de absorção local, $\chi_\alpha \equiv (\pi q_e^2/m_e c) f_\alpha$ é a força de oscilação da transição Ly α , $\phi_\alpha(\nu)$ é o perfil de absorção Ly α e $J_\nu(\nu)$ é a média angular da intensidade específica do campo de radiação de fundo.

Substituindo a equação 2.89 em 2.88, obtém-se a expressão do acoplamento por colisão

$$x_\alpha = \frac{16\pi^2 T_* q_e^2 f_\alpha}{27 A_{10} T_\gamma m_e c} S_\alpha J_\alpha, \quad (2.90)$$

onde J_α é o fluxo específico avaliado na frequência de Ly α e S_α é o fator de correção que descreve a distribuição de fótons na vizinhança da ressonância de Ly α .

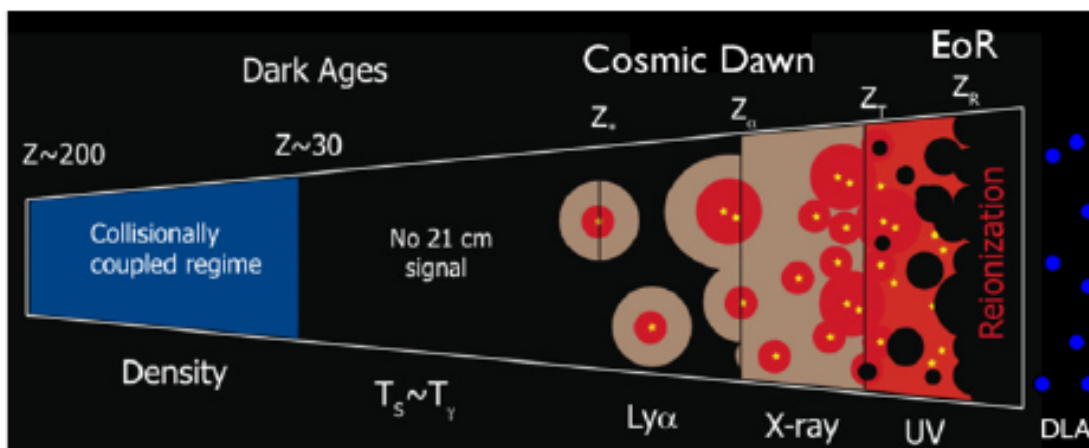
2.3.5 Épocas da Cosmologia de 21 cm

A temperatura de brilho do sinal de 21 cm pode ser escrita em função de quatro variáveis $T_b = T_b(T_K, x_i, J_\alpha, n_H)$ onde T_K é a temperatura cinética do gás; x_i é a média em volume da fração ionizada de hidrogênio; J_α é o fluxo específico na frequência de Ly α e n_H é a densidade numérica de hidrogênio.

A dependência de T_b com cada um dos parâmetros apresentados satura em diferentes épocas da evolução cósmica. Com isso é possível separar a evolução do sinal de 21 cm em diferentes regimes, onde cada uma das variáveis domina as flutuações do mesmo. A Figura 2.12 apresenta esses estágios de forma esquemática.

De forma a compreender melhor o apresentado anteriormente, cada uma das fases é descrita a seguir:

Figura 2.12 - Evolução temporal das fontes de excitação do sinal de 21 cm



Esquemático com as diferentes fases do sinal de excitação da emissão de 21 cm. Seguindo da esquerda para a direita. Em azul a fase inicial dominada pelo acoplamento por colisões; em seguida uma transição para um curto período sem sinal de 21 cm; mais a direita a formação das primeiras estrelas, iniciando o acoplamento por emissão e absorção de $\text{Ly}\alpha$, e ionização por raios X e UV; à extrema direita é mostrado quase todo o hidrogênio ionizado no fim da Era da Reionização (EoR).
 Fonte: Pritchard and Loeb (2012).

- $200 < z < 1100$: A fração residual de elétrons livres pós recombinação manteve a RCFM acoplada ao gás por meio do espalhamento Thomson, logo $T_K = T_\gamma$. O acoplamento por colisões é elevado devido a alta densidade, portanto $T_S = T_\gamma$ e não há sinal de 21 cm ($\bar{T}_b = 0$);
- $40 < z < 200$: O gás desacopla totalmente da radiação e esfria adiabaticamente de tal forma que $T_K < T_\gamma$ e $\bar{T}_b < 0$ (absorção). Nesse período, flutuações na temperatura de brilho começam a surgir devido a flutuações de densidade, possibilitando observação;
- $z_* < z < 40$: Acoplamento por colisões começa a se tornar inefetivo devido a diminuição da densidade com a expansão. A RCFM volta a dominar, tornando novamente $T_S = T_\gamma$ e o sinal de 21 cm volta a ser indetectável;
- $z_\alpha < z < z_*$: Em z_* , as primeiras estrelas começam a emitir fótons $\text{Ly}\alpha$ e raios X. A emissividade necessária para $\text{Ly}\alpha$ acoplar é muito menor do que aquela para aquecer o gás ao ponto de $T_K > T_\gamma$. Com isso é criado um cenário onde a temperatura de *spin* está acoplada ao gás frio tal que $T_S \sim T_K < T_\gamma$ iniciando absorção. Flutuações no sinal de 21 cm são

dominadas pelas flutuações de densidade e variações no fluxo de Ly α . À medida que mais estrelas se formam, o acoplamento Ly α satura ($x_\alpha \gg 1$) de forma que o gás estará totalmente acoplado em $z = z_\alpha$;

- $z_h < z < z_\alpha$: O sinal de 21 cm não é mais afetado por variações do fluxo de Ly α . Variações na temperatura cinética do gás se tornam significativas e passam a ditar as flutuações de T_b . Enquanto em geral $T_K < T_\gamma$, o sinal de 21 cm é observado como absorção. Porém, em algumas regiões mais quentes, onde $T_K \sim T_\gamma$, já ocorre emissão. Em z_h o gás está totalmente aquecido de forma que $\bar{T}_K = T_\gamma$;
- $z_T < z < z_h$: Quando $T_K > T_\gamma$ a linha de 21 cm aparece em emissão. A temperatura de brilho T_b satura em z_T , quando $T_S \sim T_K \gg T_\gamma$. Nesse período a fração de ionização x_i já atingiu níveis acima de 1 %. As flutuações em T_b são governadas pela combinação das flutuações de densidade, ionização e temperatura do gás.
- $z_r < z < z_T$: O aquecimento contínuo faz com que $T_K \gg T_\gamma$ em z_T e flutuações de temperatura perdem a importância. $T_S \sim T_K \gg T_\gamma$ e δT_b passa a não depender mais de T_S (ver equação 2.80). A partir dessa época as regiões de HII (hidrogênio ionizado) crescem e flutuações nas mesmas começam a dominar o sinal de 21 cm.
- $z < z_r$: Após a reionização (z_r), qualquer sinal remanescente de HI é produzido essencialmente pelo colapso de aglomerados de HI (sistemas Ly α amortecidos).

Essa sequência de eventos é a mais provável de ter acontecido, porém com as incertezas inerentes aos períodos.

2.3.6 Medindo a Linha de 21 cm

Conforme visto na seção anterior, a quantidade de hidrogênio neutro diminuiu sensivelmente durante a EoR. Estima-se que o montante remanescente de HI desse período corresponde a cerca de 1 % dos bárions existentes. Além disso, a manutenção dessa quantidade residual só foi possível devido à formação de regiões muito densas e opticamente espessas, que blindaram seus conteúdos de HI contra as fontes de radiação.

Os primeiros experimentos mediram o sinal 21 cm durante a EoR, quando a concentração de HI no meio intergaláctico era alta. Assim, medidas pós reionização devem

captar um sinal relativamente menor. Porém, a amplitude das emissões galácticas (*foregrounds*) na faixa de frequência do sinal de 21 cm em $1 \lesssim z < \lesssim 3$ é algumas ordens de grandeza menor. Portanto, a relação sinal-ruído para experimentos em rádio no período pós reionização é comparável a dos experimentos iniciais da EoR.

O mapeamento de intensidade pode ser usado como uma técnica alternativa aos *redshifts surveys* de galáxias no infravermelho e no óptico em *redshifts* pequenos. A ideia, como apresentada na seção seguinte, é fazer uma medida cumulativa da linha sobre um grande volume do céu, sem resolver galáxias individualmente. Usando o mapeamento de intensidade da linha 21 cm aliado à adoção da escala de oscilações acústicas de bárions como régua padrão, será possível obter medidas mais refinadas da taxa de expansão e, conseqüentemente, delimitar melhor as características da energia escura.

2.4 Mapeamento de Intensidade

Essa seção é baseada em [Kovetz et al. \(2017\)](#).

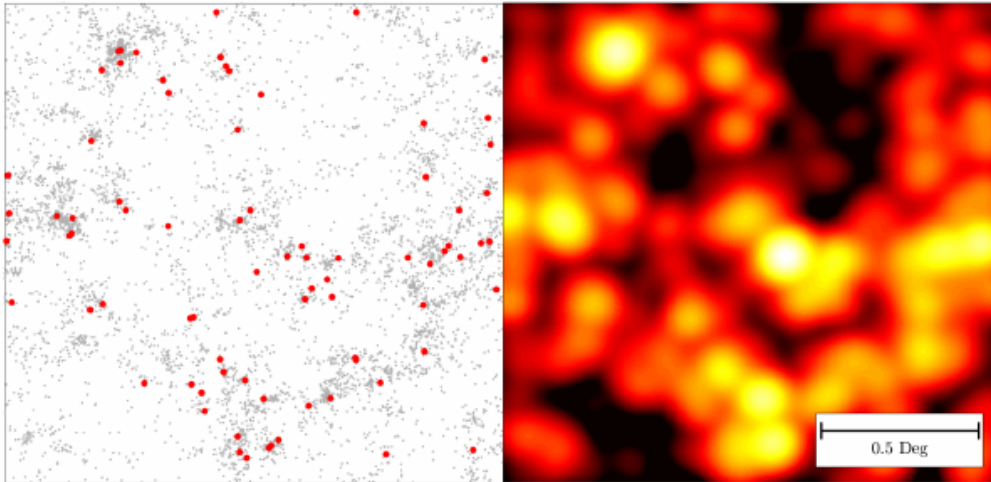
Essencialmente, o mapeamento de intensidade consiste em observar com baixa resolução grandes áreas do céu, medindo assim a emissão global de um elevado número de galáxias ou de grandes porções de meio intergaláctico. A partir disso é possível mapear as flutuações espaciais de uma dada linha espectral, tanto com relação a sua posição no céu quanto no *redshift* em que a mesma foi emitida. Com esse mapeamento é possível traçar a distribuição de matéria no Universo, bem como o crescimento e a evolução da estrutura cósmica.

Diversas linhas espectrais podem ser utilizadas pelo mapeamento de intensidade como traçadoras de matéria. Além da linha de 21 cm do HI, existe interesse na estrutura fina do CII, na linha Ly α e nas linhas de transição rotacionais do monóxido de carbono (CO). A faixa de observação dessas linhas vai de *redshifts* da ordem da unidade até cerca de 20. Inicialmente a motivação era explorar a época da reionização em $z \sim 10$. Porém, mais recentemente o foco tem se voltado para investigação de estruturas em grande escala em *redshifts* menores.

A Figura 2.13 mostra uma comparação, simulada, entre os dois métodos para o mesmo campo de observação.

O telescópio *CO Mapping Array Pathfinder* (COMAP) foi construído com objetivo de observar as linhas do monóxido de carbono (CO) para traçar a distribuição de galáxias com formação de estrelas em ambas as épocas. A fase I do COMAP com-

Figura 2.13 - Simulação de mapeamento de intensidade versus observação de um campo do céu



Resultados de simulações de observação sobre um campo de $2,5 \text{ deg}^2$. À esquerda estão as medidas do *Very Large Array* (VLA) e os pontos vermelhos indicam a localização das galáxias. À direita estão os resultados da simulação do *CO Mapping Array Pathfinder* (COMAP).

Fonte: Kovetz et al. (2017).

preende um telescópio de 10 m mapeando uma área de 10 graus^2 do céu em uma faixa de frequências entre 30 e 34 GHz. Essa banda é sensível à transição 1-0 do CO na faixa de *redshifts* $2,4 < z < 2,8$ e à transição 2-1 na faixa $5,8 < z < 6,7$. A previsão de operação do COMAP é desde o final de 2017 até o final de 2019.

Estima-se que o experimento com o VLA levaria cerca de 4.500 horas para observar $\sim 1\%$ do número total de galáxias emisoras de CO no campo de $2,5 \text{ deg}^2$ do céu. Nessa mesma área do céu, o COMAP levaria aproximadamente 1.500 horas para produzir um mapa com as flutuações de intensidade englobando todas as fontes emisoras nessa linha de CO.

A Figura 2.14 mostra a faixa de *redshifts* da qual é possível extrair informações cosmológicas utilizando o mapeamento de intensidade. Utilizando as observações de MI e o modelo Λ CDM como padrão, é possível acompanhar os efeitos da energia escura na evolução do universo.

O espectro de potência das flutuações de intensidade $P(k, z)$, produzido pelo mapeamento de intensidade em uma região do céu definida por um *redshift* z e por um número de onda k é dado por

Figura 2.14 - Diagrama esquemático da história do universo

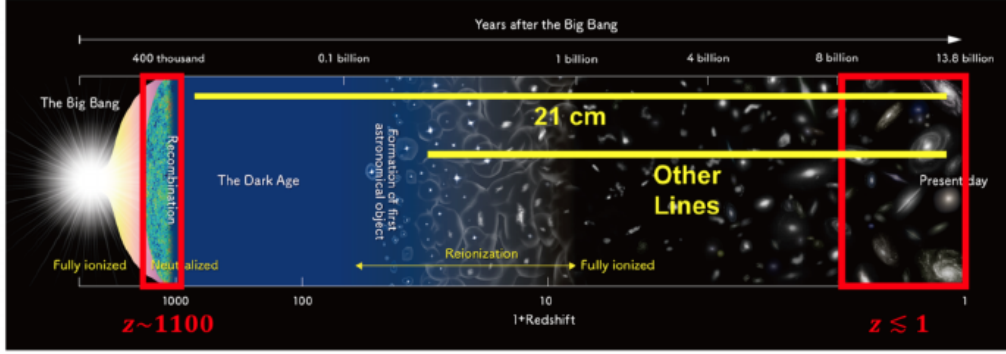


Diagrama esquemático da história do universo. Os retângulos vermelhos representam os períodos possíveis de serem explorados pela radiação cósmica de fundo em micro-ondas ($z \sim 1100$) e pelos *surveys* de galáxias ($z < 1$). As linhas amarelas representam os períodos de tempo que podem ser observados com o mapeamento de intensidade usando a linha de 21 cm ou outras linhas como a do CO, [CII], Ly α e outras.

Fonte: Kovetz et al. (2017).

$$P(k, z) = \langle I(z) \rangle^2 b^2(z) P_m(k, z) + P_{shot}(z), \quad (2.91)$$

onde o termo $\langle I(z) \rangle^2 b^2(z) P_m(k, z)$ representa a contribuição de aglomerados e de fontes contínuas. Já a componente $P_{shot}(z)$ refere-se a fontes pontiformes não aglomeradas, que são bem representadas por uma distribuição de Poisson.

A intensidade média da linha em um dado *redshift* é representada por $\langle I(z) \rangle$. O *bias*, $b(z)$, dá a fração da matéria total de um aglomerado de galáxias correspondente à matéria bariônica, em *redshift* z . O espectro de potência das flutuações da densidade de matéria é dado por $P_m(k, z)$.

A intensidade média $\langle I(z) \rangle$ é descrita pela equação

$$\langle I(z) \rangle \propto \int_0^\infty L \Phi(L, z) dL, \quad (2.92)$$

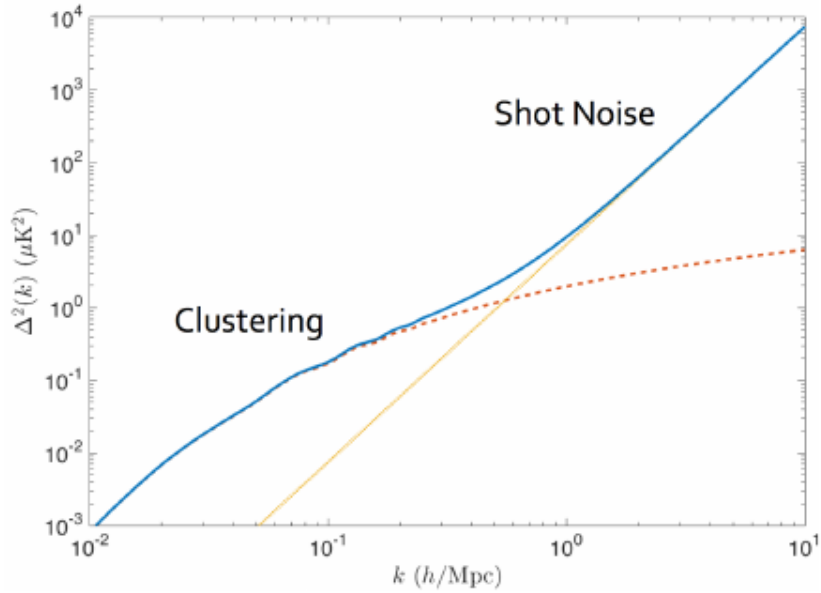
onde $\Phi(L, z) \equiv dn_{gal}(L, z)/dL$ é a função de luminosidade (ou distribuição de luminosidade), que determina o número de galáxias dn_{gal} por intervalo de luminosidade dL . A função de luminosidade é dada pelo número de galáxias por unidade de luminosidade por unidade de volume.

O parcela do espectro de potência correspondente ao *shot noise* é dado pela equação

$$P_{shot}(z) \propto \int_0^\infty L^2 \Phi(L, z) dL. \quad (2.93)$$

A Figura 2.15 mostra o espectro de potência do mapeamento de intensidade do CO para o campo da Figura 2.13. Como visto na equação 2.91, o mesmo é composto por duas componentes: fontes contínuas ou aglomerados e fontes puntiformes.

Figura 2.15 - Espectro de potência de um mapeamento de intensidade.



Contribuições de aglomerados e de *shot noise* para o espectro de potência produzido pelo mapeamento de intensidade de CO.

Fonte: Kovetz et al. (2017).

Notar que em escalas maiores os grandes aglomerados dominam o espectro de potência. Por outro lado, em escalas menores as fontes puntiformes possuem maior contribuição.

O BINGO, acrônimo para *Baryon acoustic oscillations In Neutral Gas Observations*, detectará oscilações acústicas de bárions em rádio, usando a técnica de mapeamento de intensidade para medir a distribuição de HI em $0,13 < z < 0,48$, o que corresponde a um intervalo de frequências entre 960 e 1260 MHz. O capítulo seguinte

descreve as características do radiotelescópio BINGO, bem como apresenta uma breve comparação com instrumentos semelhantes.

3 O BINGO

Como visto na seção 2.2, medir oscilações acústicas de bárions é uma das melhores ferramentas para explorar o Universo pós recombinação, bem como de investigar as propriedades da matéria escura. O BINGO será um instrumento construído para detectar oscilações acústicas de bárions na banda de rádio, mais precisamente entre 960 e 1260 MHz, por meio do mapeamento de intensidade da linha de 21 cm do HI apresentada na seção 2.2. A faixa de *redshifts* observados será de $0,13 < z < 0,48$, compreendendo a época do início do domínio da energia escura. Por fim espera-se que as medidas da escala de BAO feitas pelo BINGO, aliadas às medidas das anisotropias da RCFM de outros experimentos, produzam estimativas mais precisas dos parâmetros cosmológicos, delimitando cada vez mais as propriedades da energia escura.

3.1 Descrição geral do instrumento

A premissa básica de projeto do BINGO é a simplicidade. Para minimizar custos, optou-se por um instrumento sem partes móveis e sem controle de temperatura dos amplificadores, tornando projeto, operação e modelagem mais simples do que os de telescópios convencionais.

O consórcio BINGO é composto, na parte brasileira, pela Universidade de São Paulo (USP), pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), pela Universidade Federal de Campina Grande (UFCG) e pela Universidade de Brasília (UnB); na parte inglesa, pela *Manchester University* e pela *University College London*(UCL); na parte suíça, pelo *ETH Zürich*; na parte chinesa, pela *YangZhou University*; na parte francesa, pelo *Institut d'astrophysique de Paris*; na parte sul-africana, pela *University of KwaZulu-Natal* e na parte uruguaia, pela *Universidad de La Republica*.

O projeto e a fabricação das cornetas estão sendo feitos no Brasil. O receptor foi projetado no Reino Unido, porém o desenvolvimento, montagem, testes do protótipo e produção em série também serão feitos no Brasil.

O BINGO será instalado na Serra do Urubu ($07^{\circ}02'57''$ S, $38^{\circ}15'46''$ W), localizada no interior do estado da Paraíba, no Nordeste brasileiro. O local foi escolhido devido aos baixos níveis de interferência em radio (RFI, do inglês *Radio Frequency Interference*) na banda de operação do telescópio.

3.2 Sistema Óptico

O sistema óptico do BINGO será do tipo *Crossed-Dragone*, que possibilita um amplo campo de visão e um arranjo óptico compacto. Esse arranjo consiste de dois espelhos, sendo um paraboloide (primário) e um hiperboloide (secundário), ambos inclinados com relação ao eixo óptico. A Figura 3.1 mostra o diagrama esquemático de um sistema do tipo *Crossed-Dragone*. Nela a posição de cada elemento óptico é definida com relação a um referencial: espelho primário (PM), espelho secundário (SM) e plano focal (FP). Os parâmetros C1, C2 e C3 são as restrições utilizadas no processo de otimização das posições dos elementos ópticos descrito em [Kashima et al. \(2018\)](#).

Figura 3.1 - Sistema óptico do tipo *Crossed-Dragone*.

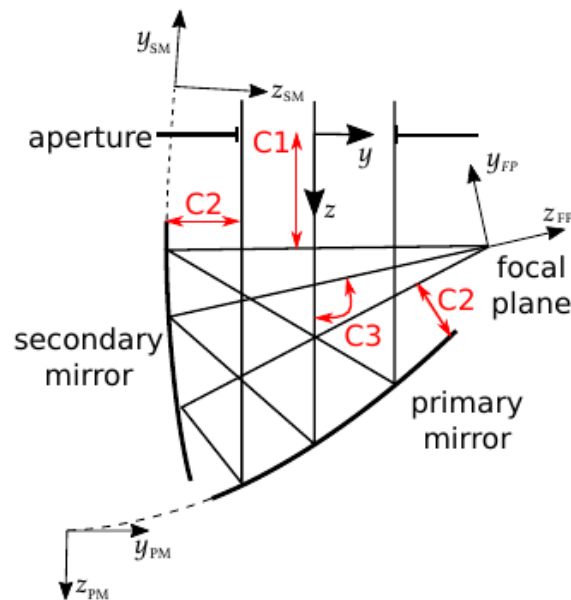


Diagrama esquemático de um sistema óptico do tipo *Crossed-Dragone*. Na figura, cada elemento óptico (espelho primário, espelho secundário e plano focal) tem sua posição definida com relação a um referencial diferente. C1, C2 e C3 são as restrições usadas no processo de otimização apresentado na referência citada.

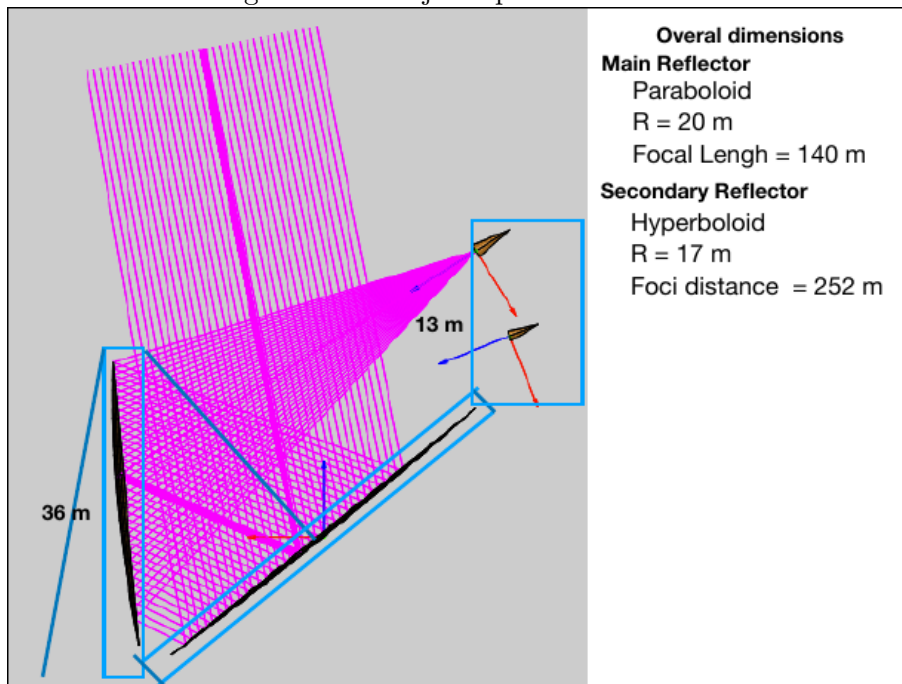
Fonte: [Kashima et al. \(2018\)](#).

O refletor primário será um paraboloide com diâmetro efetivo (comprimento do segmento que liga 2 pontos sobre a borda passando pelo eixo central) de 40 m e uma distância focal de 140 m. Já o refletor secundário será um hiperboloide com diâmetro efetivo de 34 m e distância focal de 252 m. Ambos serão construídos sem partes móveis.

Com objetivo de medir o sinal de rádio de forma eficiente, o feixe da corneta não deve ser muito abrangente quando comparado com a área efetiva do refletor. Isso minimiza a recepção de sinais espúrios, captados com mais intensidade perto das bordas do refletor. Para reduzir essa contribuição indesejável, o espelho secundário será sub iluminado por um arranjo de antenas do tipo corneta. Assim, o feixe de cada corneta terá uma largura à meia altura $\theta_{FWHM} \approx 40$ arcmin numa frequência em torno de 1 GHz ($\lambda \approx 30cm$) (BATTYE et al., 2016).

Esse sistema cobrirá uma faixa de 15° em declinação do céu centrada em -15° , a fim de minimizar a contaminação galáctica. A Figura 3.2 apresenta uma diagrama conceitual do sistema.

Figura 3.2 - Projeto óptico do BINGO.



O espelho primário terá uma inclinação com relação ao solo e o secundário será sustentado por uma estrutura vertical que o manterá com uma pequena inclinação em relação à vertical, conforme a Figura 3.2.

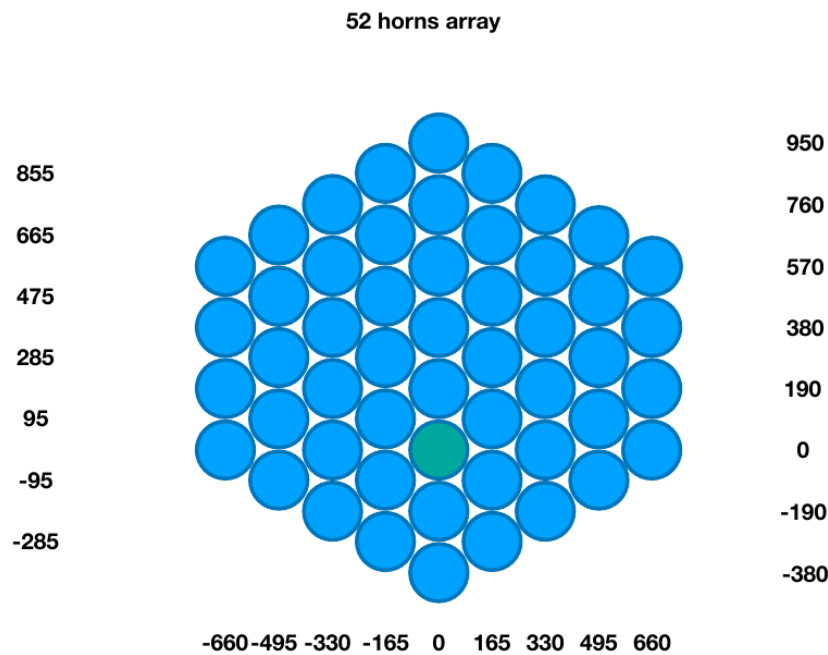
As irregularidades da superfície dos espelhos afetam diretamente a intensidade do sinal medido pelo telescópio. As ondas planas incidentes, quando refletidas pela superfície irregular, sofrem defasagem com relação à onda que seria refletida caso a superfície fosse ideal (sem imperfeições). O comprimento de onda da radiação

incidente é ~ 0.3 m. Assim, espera-se que para o BINGO, uma variação *rms* máxima do perfil da superfície do espelho de $\lambda/20 = 15$ mm produza uma perda de 1,9 dB (KRAUS et al., 1986).

Simulações preliminares mostram que, devido às contribuições indesejadas captadas pela borda dos refletores, a diferença entre os ganhos dos feixes das cornetas do centro e da borda do arranjo deverá ser menor que 1 dB. Além disso, os feixes mais externos se mostraram praticamente circulares, mostrando que as aberrações ópticas são relativamente pequenas (WUENSCHÉ; COLLABORATION, 2018). Diferentes configurações do sistema óptico ainda estão sendo testadas para otimizar os índices de desempenho.

O plano focal terá dimensões 13,20 m \times 13,30 m. A disposição mais recente das cornetas no mesmo, obtida por simulações de otimização do projeto óptico, feitas pela colaboração BINGO, é apresentada na Figura 3.3.

Figura 3.3 - Disposição das cornetas no plano focal



Esse estudo mais recente de otimização do projeto óptico indicou 52 como o número de cornetas necessárias para atingir a faixa de cobertura de 15° em declinação e possibilitar redundância de observação de cada pixel por diferentes cornetas.

3.3 Cornetas

O padrão de potência de uma antena é definido como a equação matemática ou representação gráfica da variação espacial da densidade de potência, em decibéis (dB), em função do espaço angular, medida por um observador localizado à uma distância fixa da antena.

Um lóbulo de radiação é uma parte do padrão de radiação limitado por regiões de intensidade de radiação relativamente fraca. A Figura 3.4 mostra um padrão polar tridimensional simétrico com alguns lóbulos de radiação. O *major lobe* ou lóbulo principal ou feixe principal é definido como o lóbulo de radiação que contém a direção de máxima radiação. Na Figura 3.4 o lóbulo principal está apontando para a direção $\theta = 0$. Um *side lobe* ou lóbulo lateral é aquele adjacente ao principal e que ocupa o hemisfério na direção do feixe principal. Um *back lobe* ou lóbulo traseiro é um lóbulo de radiação cujo eixo faz um ângulo de 180° com respeito ao feixe da antena.

Lóbulos menores normalmente representam radiação em direções indesejadas. No projeto de antenas busca-se minimizar os mesmos. Os lóbulos laterais são normalmente os maiores lóbulos menores. O nível dos mesmos é expresso como a razão entre a sua densidade de potência e a do lóbulo principal. A essa razão dá-se o nome de nível de lóbulo lateral.

A largura do feixe de um padrão é definida como a separação angular entre dois pontos idênticos em lados opostos do máximo do padrão. A largura do feixe à meia potência é a mais utilizada em padrão de antena. Ela é definida da seguinte forma: em um plano contendo a direção do máximo de um feixe, o ângulo entre as duas direções nas quais a intensidade de radiação é metade do valor do feixe.

Uma corneta é um tipo de antena amplamente utilizado em radiotelescópios. De forma simplificada, ela é uma espécie de tubo oco com diferentes seções transversais, de forma a obter uma forma afunilada a partir de uma abertura maior. As cornetas do BINGO serão do tipo cônica corrugada, a qual tem a captação de sinais espúrios reduzida devido às reflexões sucessivas produzidas pelo seu formato, que os atenuam. Com isso, a eficiência de *spillover*, medida da quantidade de radiação captada pela corneta que não pertence ao feixe de interesse com relação à radiação total recebida pela antena, é reduzida.

Cada corneta terá 1,9 m de diâmetro máximo, 4,3 m de comprimento e tamanho de

Figura 3.4 - Padrão de potência de uma antena e seus lóbulos associados.

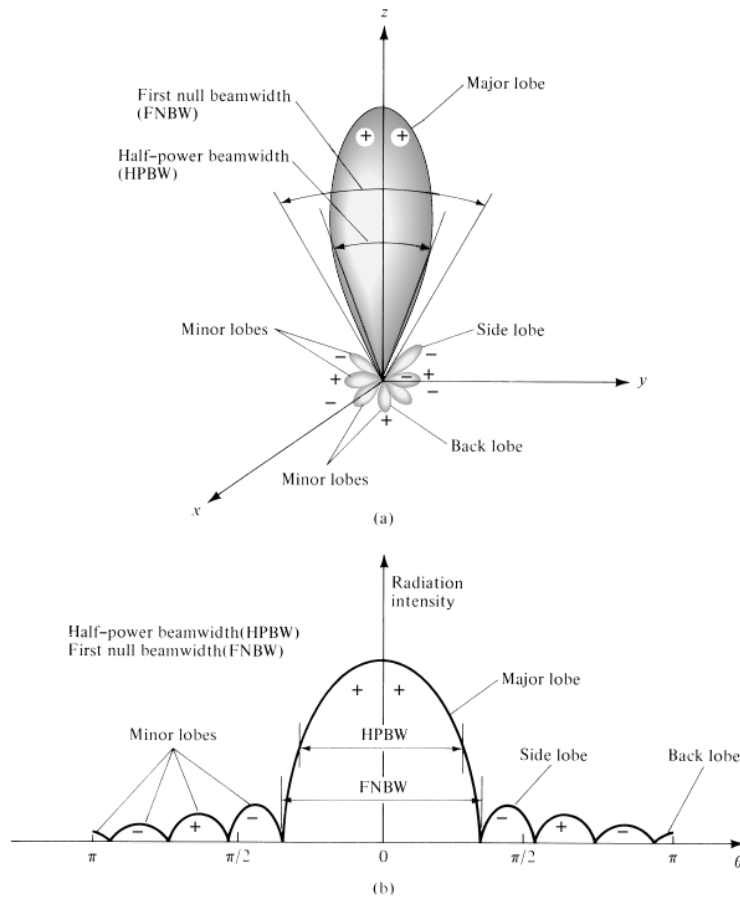


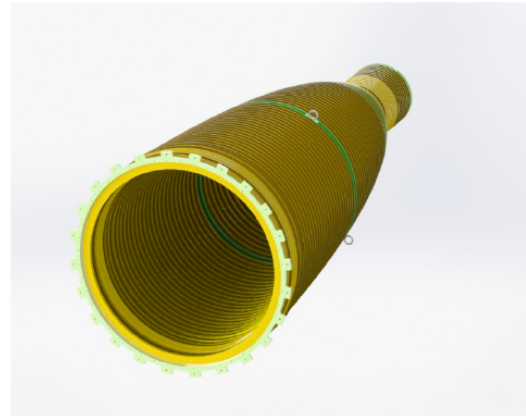
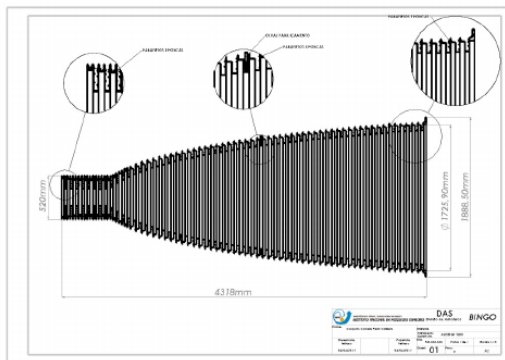
Figura (a): Lóbulos de radiação e larguras de feixe de um padrão de antena. Figura (b): Representação gráfica linear do padrão de potência e seus lóbulos e larguras de feixe associados.

Fonte: Balanis (2005).

feixe igual a 25° . Essas dimensões elevadas se devem à grande razão focal necessária para cobrir o amplo campo de visada. A corrugação é obtida pela integração de 127 anéis coaxiais de diferentes diâmetros produzidos com uma liga de alumínio coberta por uma camada protetora anticorrosão. A massa do protótipo existente hoje é de cerca de 430 kg. A Figura 3.5 mostra o desenho preliminar da vista lateral e em perspectiva da corneta.

Foram realizados ensaios referentes a diagramas de radiação e perda de retorno com um protótipo da corneta. Os resultados preliminares mostraram baixos níveis de lóbulos laterais (apresentados na Figura 3.4) e boa performance de polarização, conforme descrito por Raimundi (2018). A Figura 3.6 e a Figura 3.7 apresentam, respectivamente, os diagramas de radiação para um sinal de 1100 MHz (frequência

Figura 3.5 - Desenho da corneta do BINGO



Esquerda: desenho da vista lateral da corneta. Direita: Corneta em perspectiva. Os anéis em verde são usinados e possuem soquetes para anéis de suspensão, facilitando a movimentação.

Fonte: [Wuenschel and Collaboration \(2018\)](#).

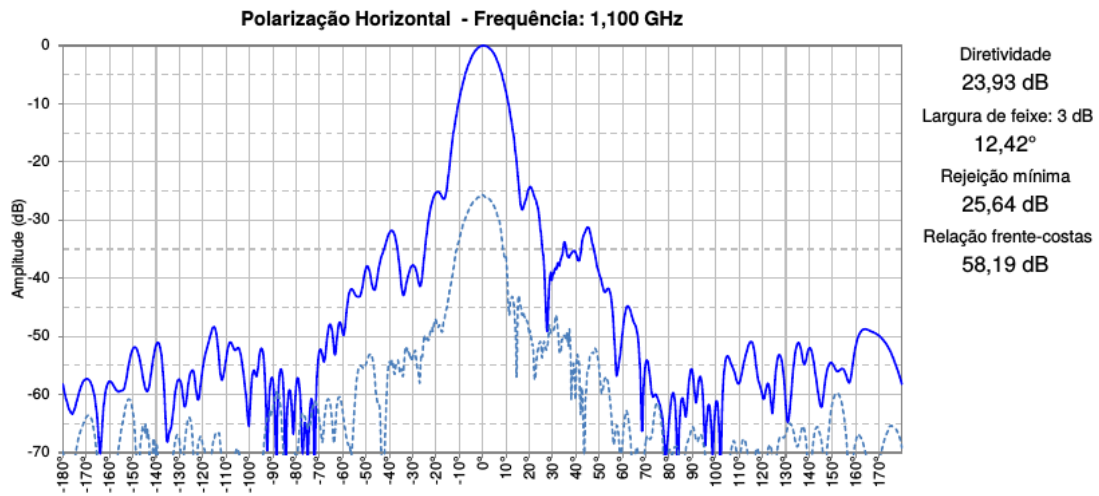
central da banda) nas polarizações horizontal e vertical.

A diretividade de uma antena é definida como a razão entre a intensidade da radiação em uma dada direção da antena e a intensidade média sobre todas as direções, em função da posição angular. Uma antena que radia igualmente em todas as direções possui diretividade igual a 0 dB. Para efeitos de especificação de parâmetros de antenas, a diretividade é especificada em termos do seu valor máximo.

A largura do feixe a 3 dB é a medida da diferença entre as abscissas dos dois pontos gerados pelo cruzamento entre a reta de amplitude fixa em -3 dB e o diagrama de radiação (ver Figura 3.6 e Figura 3.7).

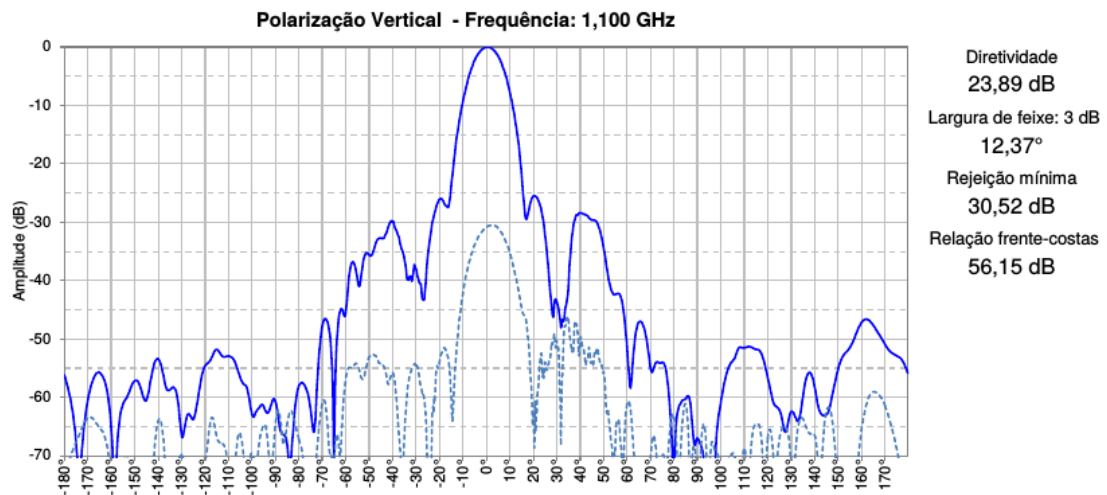
A relação frente-costas de uma corneta é definida como a razão entre os ganhos na direção de máximo e na direção diametralmente oposta (rotação de 180°). Esse parâmetro mede a quantidade de radiação absorvida pela parte de trás da corneta com relação à direção onde o padrão de radiação é máximo. Para um bom desempenho da corneta espera-se uma relação frente-costas pequena. Os testes realizados no protótipo da corneta do BINGO apresentaram uma relação frente-costas entre 46 e 72 dB para a banda de frequências do instrumento. Isso significa que a relação entre as intensidades de frente e costas está em torno de 10^5 , ou seja, o ganho na direção de 180° é desprezível com relação ao ganho na direção de 0° (máximo).

Figura 3.6 - Diagrama de irradiação da corneta e resultado do estudo de perda de retorno para um sinal de 1100 MHz com polarização horizontal.



Fonte: Raimundi (2018).

Figura 3.7 - Diagrama de irradiação da corneta e resultado do estudo de perda de retorno para um sinal de 1100 MHz com polarização vertical.



Fonte: Raimundi (2018).

A perda de retorno é a medida da parcela da radiação que incide na antena e não é refletida de volta para a fonte emissora. Assim, de uma antena bem projetada se

espera uma perda de retorno alta. Uma antena com perda de retorno de 0 dB reflete toda a radiação incidente. Já uma antena com 20 dB de perda de retorno reflete apenas 1% da potência do sinal incidente. Um teste de perda de retorno foi realizado no protótipo da corneta do BINGO. O diagrama produzido está apresentado na Figura 3.8, onde é possível observar que entre 960 MHz e 1260 MHz a pior perda de retorno está em torno de 10 dB próximo a 960 MHz, ou seja, a corneta reflete 10 % da potência incidente. Porém, na maior parte da banda a perda de retorno está em torno de 20 dB.

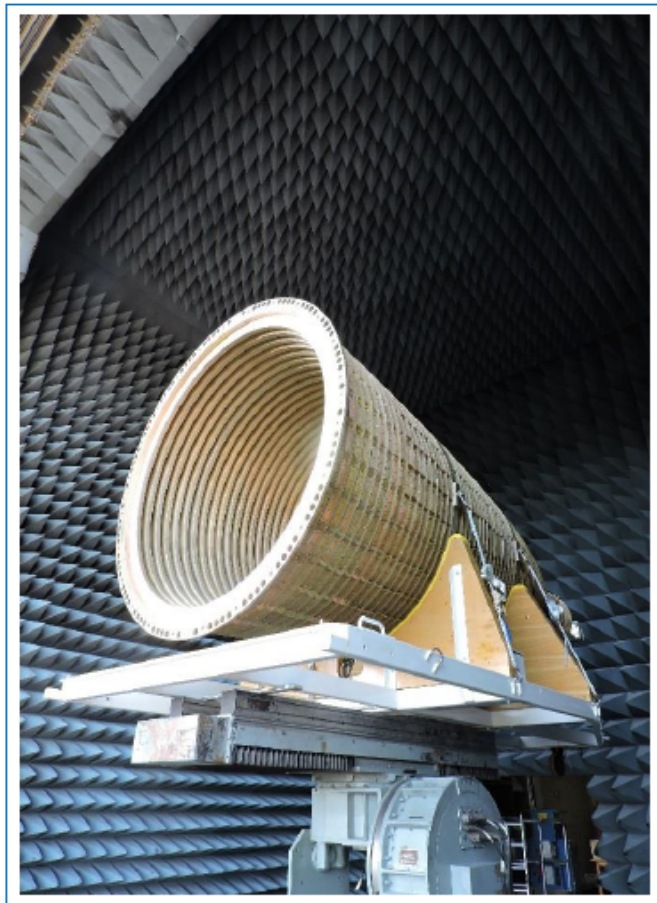
Figura 3.8 - Diagrama de perda de retorno do protótipo de uma corneta do BINGO.



Fonte: Raimundi (2018).

A Figura 3.9 mostra o protótipo da corneta usada para os testes.

Figura 3.9 - Protótipo da corneta do BINGO usada nos testes eletromagnéticos.



Fonte: Raimundi (2018).

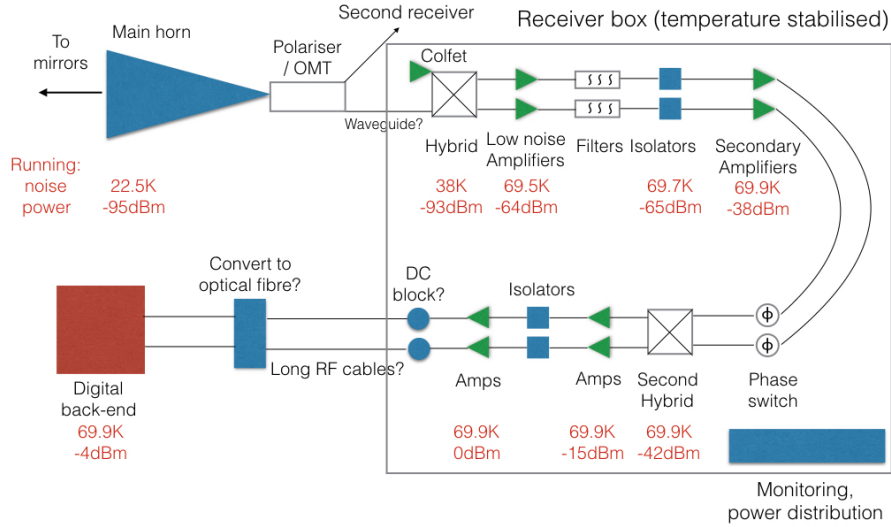
3.4 Receptores

A versão mais recente do projeto do BINGO prevê cada corneta uma das cornetas do arranjo conectada a duas cadeias de receptores, cujo diagrama esquemático é apresentado na Figura 3.10.

Como premissa de projeto, todos os componentes dos receptores deverão ser de “prateleira”, com o objetivo de reduzir os custos. Após montagem e testes, a cadeia receptora será encapsulada de forma a manter a temperatura dos componentes aproximadamente constante, independente das variações externas ocorridas ao longo do dia. Com isso espera-se que, mesmo operando à temperatura ambiente, os amplificadores adicionem pouco ruído na faixa de 960 MHz a 1260 MHz.

A colaboração realizou um estudo de desempenho de temperatura de forma a ca-

Figura 3.10 - Diagrama simplificado de um receptor do BINGO com as temperaturas de ruído e as potências de cada estágio.



Fonte: Wuensche and Collaboration (2018).

racterizar a figura de ruído que cada componente irá adicionar ao montante total à temperatura de ruído total do sistema T_{sys} . Com isso, a temperatura estimada é $T_{sys} \lesssim 70$ K. A temperatura de ruído do primeiro estágio de amplificação (LNA) é de cerca de 28 K. Já as contribuições do céu e do solo totalizam cerca de 10 K.

A faixa de frequências de observação do receptor será de 960 MHz a 1260 MHz com 300 canais de 1 MHz, o que é equivalente a uma faixa de *redshifts* de 0,13 a 0,48 (pós reionização e dominância da energia escura).

A temperatura de antena mínima que um radiotelescópio é capaz de detectar é dada por

$$\sigma_t = \frac{T_{sys}}{\sqrt{t_{pix} \Delta\nu}}, \quad (3.1)$$

onde T_{sys} é a temperatura total do sistema em K, contabilizando contribuições do céu, do receptor e do solo; t_{pix} é o tempo de observação de um *pixel* em segundos; e $\Delta\nu$ é a largura de banda de um canal em Hz.

O tempo de observação de um pixel se relaciona com o tempo de observação por

$$t_{pix} = n_F t_{obs} \frac{\Omega_{pix}}{\Omega_{sur}}, \quad (3.2)$$

onde Ω_{sur} é o ângulo sólido relativo à área do céu coberta pelo telescópio, n_F é o número de cornetas e Ω_{pix} é o ângulo sólido referente compreendido pelo feixe de uma corneta.

Isolando t_{pix} em 3.2 e substituindo em 3.1, obtém-se:

$$\sigma_t = \frac{T_{sys}}{\sqrt{n_F \frac{\Omega_{pix}}{\Omega_{sur}} t_{obs} \Delta\nu}} \quad (3.3)$$

Considerando a temperatura total do sistema $T_{sys} = 70$ K, o número de cornetas $n_F = 50$, o ângulo sólido de um *pixel* $\Omega_{pix} = \theta_{FWHM}^2$ e o ângulo sólido da região do céu observada pelo telescópio $\Omega_{sur} = 5400$ graus², estima-se que após um ano de observação, o BINGO tenha uma sensibilidade de temperatura de cerca $35 \mu\text{K}$ por *pixel*.

3.5 Sítio e RFI

Como o BINGO vai medir sinais fracos, com temperaturas da ordem de mK entre 980 MHz a 1260 MHz, a escolha de um local com baixa RFI na banda e em torno da mesma é de extrema importância para a qualidade dos dados obtidos pelo instrumento.

A busca pelo sítio adequado é baseada em medidas de intensidade de sinais na banda de observação. Além disso, a topologia e a facilidade de acesso ao local também são levadas em consideração.

Nessa seção estão apresentados os critérios e resultados utilizados para a escolha do sítio do BINGO, segundo descrito em [Peel et al. \(2018\)](#).

3.5.1 Fontes de RFI

A frequência mínima de observação do BINGO foi ajustada em 980 MHz, evitando o sinal de telefonia celular, que está entre 700-950 MHz. Porém alguns harmônicos dessa fonte ainda podem afetar o sinal de 21 cm caso não sejam filtrados adequadamente.

A faixa entre 960-1215 MHz é reservada para navegação aeronáutica. Em frequências

entre 1215-1260 MHz estão exploração terrestre, radar, satélites de radionavegação e pesquisa espacial. Radioamadores operam entre 1240-1300 MHz, faixa que compreende o limite superior de operação do BINGO, que é 1260 MHz.

Em frequências superiores, até 1610 MHz, satélites são a principal fonte de RFI, podendo até deteriorar o mapeamento de intensidade do BINGO nessa faixa.

Usinas eólicas também produzem um alto nível de ruído. A RFI produzida pelas usinas pode ser detectada a centenas de km de distância, tornando-as relevantes para a escolha do sítio.

Os subsistemas associados ao instrumento produzem RFI. *Hardware* de computadores, rede *wireless*, receptores e demais circuitos eletrônicos são fontes de ruído inerentes à operação do BINGO. Porém, os mesmos podem ser controlados ou até mesmo mitigados por meio de especificações adequadas de projeto.

Por último, diversas fontes naturais, que variam com o tempo e a localidade, também possuem influência no nível de RFI, como por exemplo (raios, condições climáticas, etc).

A frequência de 1090 MHz é reservada para ADS-B (*Automatic Dependent Surveillance*, na qual um sinal é transmitido frequentemente por aeronaves para controle de tráfego. Esse sinal possui alta potência, podendo saturar e danificar o receptor caso a aeronave transmita quando alinhada com feixe principal do telescópio.

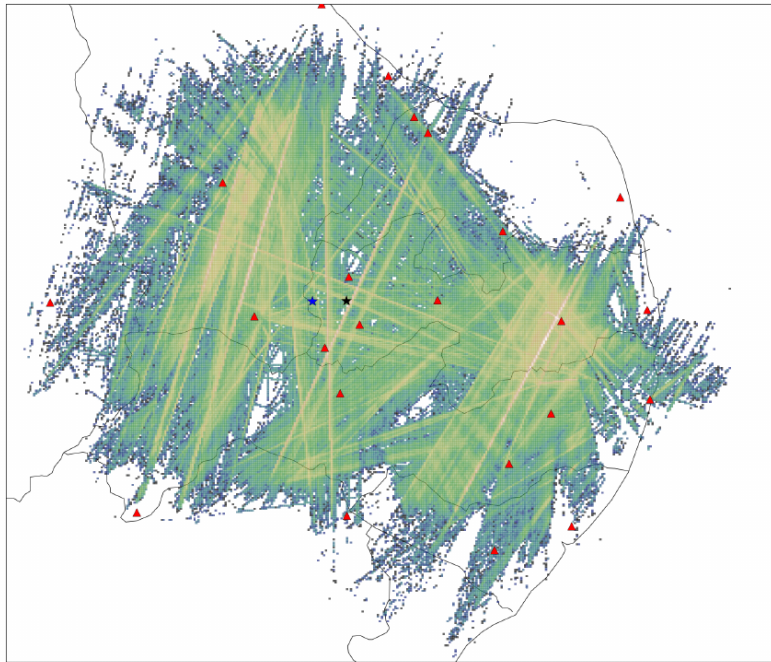
Para estimar a incidência desses sinais, foram mapeadas as densidades de aeronaves nos potenciais sítios do estado da Paraíba. Foram instalados sistemas ADS-B próprios para essa tarefa nas cidades de Sousa e Campina Grande. A Figura 3.11 apresenta os resultados desse levantamento feito durante 2 meses, tendo sido registradas cerca de 24 milhões de posições de aeronaves.

Os resultados do levantamento mostraram que em um intervalo de 3 minutos, durante apenas 9 segundos haveria uma aeronave em uma distância de até 30 km do sítio. Uma das soluções avaliadas é desligar os canais do receptor que seriam afetados toda vez que uma aeronave se aproxime à uma distância mínima do telescópio.

3.5.2 Escolha do Sítio

Além do nível de ruído das fontes mencionadas anteriormente, a escolha do sítio levou em consideração a topografia do local. O sistema óptico compacto do BINGO exige

Figura 3.11 - Mapa de distribuição das rotas aéreas de parte da região Nordeste.



Mapa de distribuição das rotas aéreas de parte da região Nordeste. Medidas feitas de Campina Grande e Sousa, no estado da Paraíba. A escala de cor é logarítmica e a área coberta é de aproximadamente 360.000 km². Os potenciais sítios estão destacados: Vão do Gato (estrela azul) e Serra do urubu (estrela preta). Os triângulos vermelhos representam aeroportos e aeródromos.

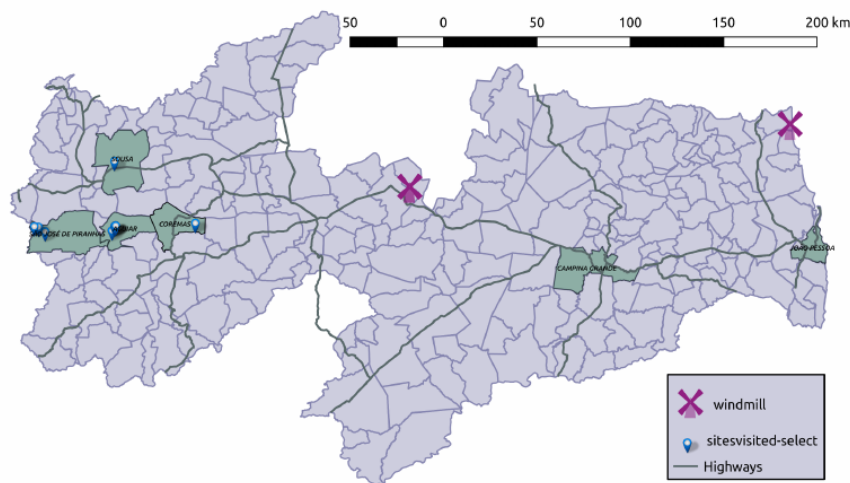
Fonte: Peel et al. (2018)

um relevo específico, tanto para minimizar os custos com estruturas de sustentação, como para servir de abrigo contra rádio interferência.

A seleção do sítio foi feita após várias campanhas realizadas entre 2013 e 2017 em diversas regiões do Uruguai e do Brasil. Uma parceria com a Universidade Federal de Campina Grande levou a procura para o estado da Paraíba, no nordeste brasileiro. Nele foram visitados 11 sítios em 3 campanhas realizadas nos municípios de Aguiar, Coremas, São José de Piranhas e Sousa conforme o mapa da Figura 3.12:

Um levantamento da localização de torres de telefonia celular instaladas dentro de um raio de 200 km em torno do município de Aguiar revelou uma distribuição densa de antenas na região. Dessa forma, encontrar um sítio que possui um relevo com maior incidência de vales passou a ser um fator determinante para a redução dos efeitos desses sinais. A Figura 3.13 mostra os resultados das medidas feitas nos principais sítios na Paraíba.

Figura 3.12 - Mapa do estado da Paraíba



Mapa do estado da Paraíba com os os principais municípios, bem como aqueles em que foram realizadas campanhas, destacados em azul, além da localização dos principais sítios e usina eólicas.

Fonte: Peel et al. (2018).

Vão do Gato e Serra do Urubu apresentaram os melhores desempenhos nas medidas de RFI (dois gráficos inferiores), além de possuírem topografia e acessibilidade adequadas. Porém, após uma análise mais refinada, a localização $07^{\circ}02'57''$ S, $38^{\circ}15'46''$ W na Serra do Urubu, no município de Aguiar, foi escolhida como sítio definitivo para a instalação do BINGO. O local escolhido em Aguiar, além de atender aos requisitos necessários, possui uma blindagem natural contra a RFI produzida pelas usinas eólicas do estado da Paraíba devido à sua localização com relação à Serra da Catarina.

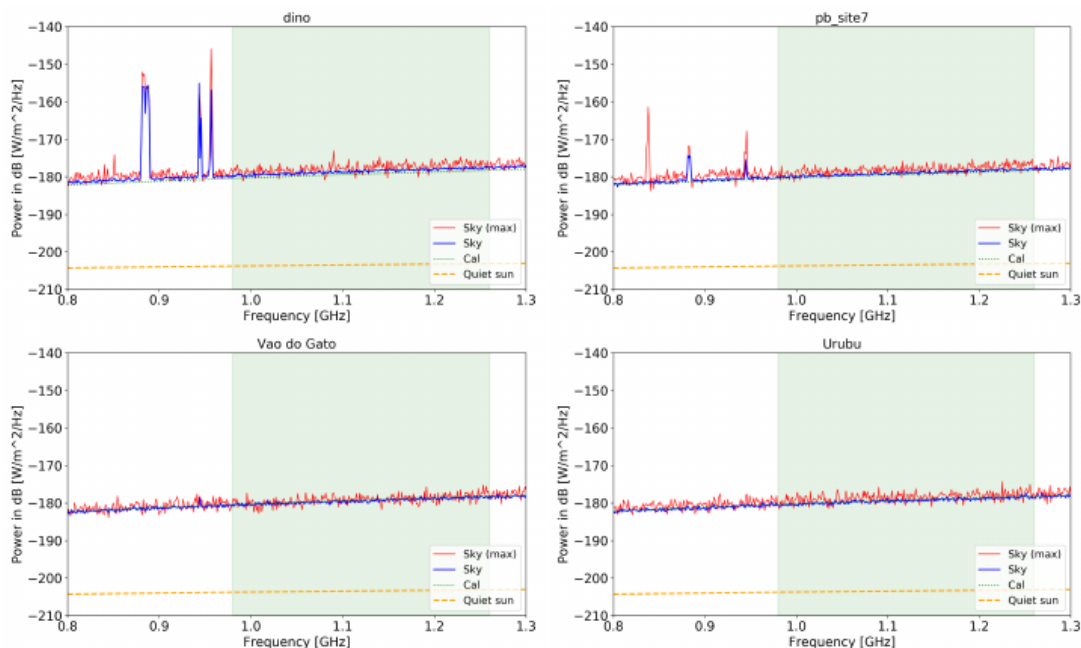
3.5.3 Próximos Passos

As próximas etapas do estudo de RFI são instalar uma estação de monitoramento permanente no local, de forma a identificar as fontes de interferência intermitentes no longo prazo; definir uma zona de silêncio em torno do sítio, impedindo a instalação de qualquer torre de telefonia móvel adicional em um raio estipulado.

3.6 O BINGO e a Cosmologia de 21 cm

Medir as escalas das oscilações acústicas de bárions é uma das formas mais eficientes de analisar os parâmetros cosmológicos e, principalmente, as características da energia escura. O processo de observação da escala acústica consiste em mapear a

Figura 3.13 - Medidas de RFI no estado da Paraíba



Medidas de RFI na Paraíba: Parque dos Dinossauros (superior esquerdo), Cruzeiro de Piancó (superior direito), Vão do Gato (inferior esquerdo) e Serra do Urubu (inferior direito). As medidas foram feitas com uma antena tipo “discone” com tempo de integração de 10 minutos.

Fonte: Peel et al. (2018).

distribuição de matéria em uma dada área do céu e em um determinado intervalo de *redshifts*. Atualmente isso é feito no óptico, por meio de levantamentos de grandes quantidades de galáxias. Porém, é de extrema importância que essas medidas sejam confirmadas em outras bandas de frequência e intervalos de *redshifts* mais amplos (WUENSCHÉ; COLLABORATION, 2018).

O radiotelescópio BINGO tem como objetivo fazer esse mapeamento da distribuição de matéria medindo as flutuações na densidade do HI sobre uma área do céu com cerca de 5400 deg^2 , bem como no intervalo de *redshifts* $0,13 < z < 0,48$. Para isso, ele utilizará o mapeamento de intensidade da linha de 21 cm do HI. Com isso, espera-se detectar BAO em rádio e produzir um mapeamento em 3D da distribuição de HI. A partir dos dados desse levantamento será possível extrair um espectro de potência 3D, em função da escala angular e do *redshift*, um espectro de potência angular em 2D para cada fatia de *redshift* e um espectro para cada linha de visada (Battye et al., 2013).

Considerando a sensibilidade do instrumento, estabelecida a partir das características construtivas apresentadas anteriormente, estima-se que após 1 ano de observação seja possível medir a escala acústica em $z \approx 0,3$ como 2,4% de precisão e o parâmetro da equação de estado cosmológica ω com 8% de precisão (OLIVARI, 2018).

3.7 Outros Experimentos Relevantes

Em geral, experimentos em comprimentos de onda entre 3 m e 30 m (100 MHz e 10 MHz) utilizam arranjos de antenas direcionais ou grandes espelhos fixos com pontos focais móveis. Já em comprimentos de onda entre 3 m e 30 cm (100 MHz a 1 GHz), antenas parabólicas são as mais utilizadas. Essa seção apresenta uma breve descrição dos principais instrumentos concorrentes do BINGO. Uma lista mais completa de experimentos de mapeamento de intensidade em 21 cm, atualizada até 2015, pode ser encontrada em Bull et al. (2015) e Kovetz et al. (2017).

A Figura 3.14 apresenta o diagrama de Hubble com as faixas de operação em frequência dos experimentos em rádio BINGO, Tianlai e CHIME, bem como os instrumentos ópticos SDSS, 6dFGS, BOSS e WiggleZ. É possível notar a faixa de abrangência desses experimentos, tomando desde a fase de transição entre matéria e energia escura até parte da EoR.

CHIME

CHIME é o acrônimo para *Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment*. Ele está localizado no Canadá. O instrumento possui um campo de visão instantâneo de cerca de 200 *graus*² e uma faixa de observação em frequências de 400 MHz a 800 MHz ($0,8 < z < 2,5$). O sinal coletado é processado produzindo um mapa tridimensional da distribuição de densidade de HI, permitindo analisar a história evolutiva do Universo. Além disso, o instrumento é capaz de monitorar pulsares e detectar emissões transientes em rádio, tornando-o sensível aos *Fast Radio Bursts*.

O CHIME é um interferômetro híbrido, sem partes móveis, composto por 4 refletores cilíndricos adjacentes de 20 m x 100 m com orientação norte-sul. O eixo focal de cada cilindro está alinhado com 256 antenas de dupla polarização. Esse arranjo dá ao CHIME um amplo campo de visão. As antenas foram desenvolvidas para ter uma boa sensibilidade entre 400 MHz e 800 MHz. Os sinais recebidos pelas antenas são amplificados em dois estágios e enviados para os módulos de busca por *bursts* em rádio, gerador de mapas e monitor temporal de pulsares. A Figura 3.15 mostra um esquemático do sistema.

Figura 3.14 - Diagrama de Hubble com faixas de observação de diferentes radiotelescópios

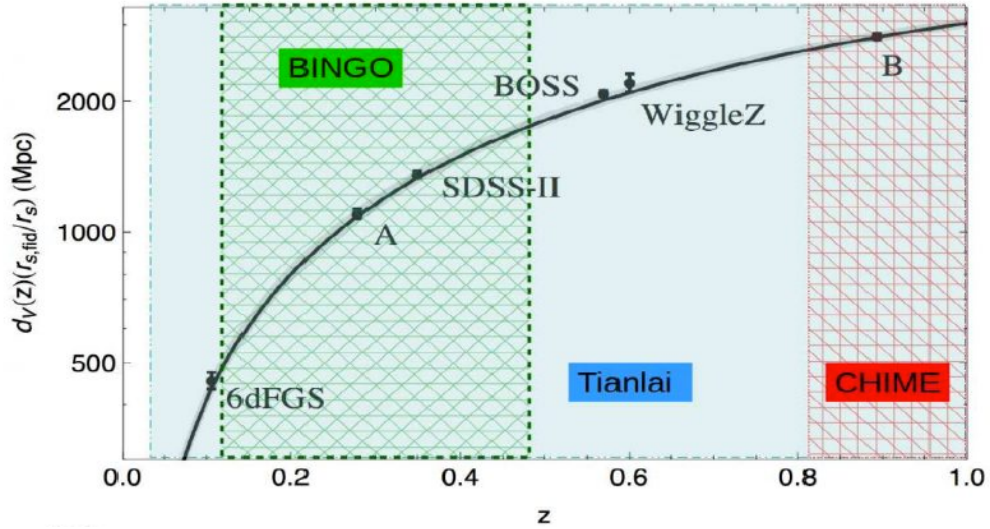
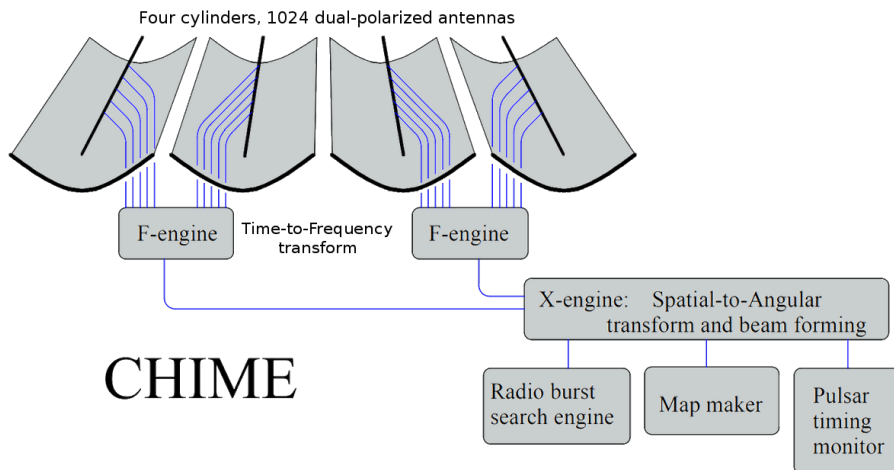


Diagrama de Hubble incluindo as faixas de observação do BINGO, Tianlai e CHIME, bem como outros instrumentos de medida no óptico como SDSS, 6dFGS, BOSS e WigglyZ. Notar a complementariedade de cobertura entre o BINGO e o CHIME, com o Tianlai abrangendo ambos.

Fonte: Wuensche and Collaboration (2018).

Figura 3.15 - Diagrama esquemático simplificado do CHIME.



Fonte: CHIME (2019).

Mais informações podem ser encontradas em CHIME (2019).

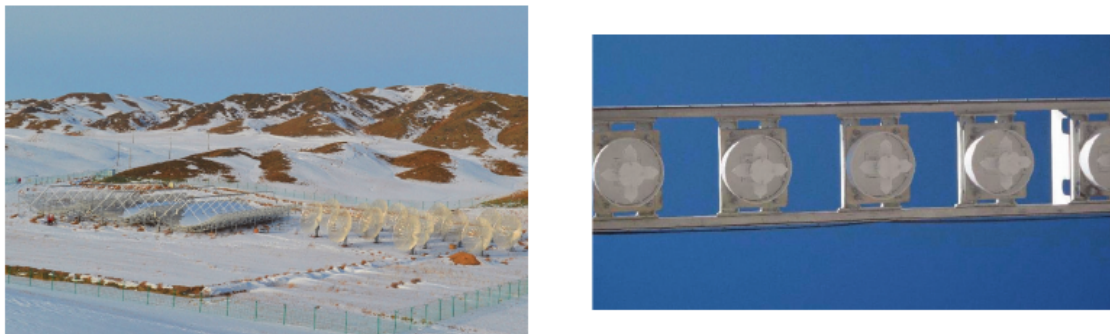
Tianlai

Tianlai em Chinês clássico significa “som celestial” e o objetivo desse telescópio é mapear a distribuição da linha de 21 cm no norte celeste. O radiotelescópio Tianlai, construído na China, está em operação desde 2015. A colaboração do mesmo é composta por China, Canadá, França e EUA.

O experimento observa uma faixa de *redshifts* entre $0,5 < z < 3$ por uma janela operacional de 400 MHz a 1500 MHz. O telescópio é composto por um arranjo de 5 refletores cilíndricos parabólicos de 15 m de largura por 40 m de comprimento, dispostos paralelamente e alinhados com o eixo norte-sul. Cada espelho cilíndrico possui 500 antenas com polarização dupla, posicionadas sobre a sua linha de foco (WU et al., 2016).

Além do arranjo de espelhos cilíndricos, serão instalados 16 espelhos com 6 m de diâmetro cada um equipado com uma antena de polarização linear dupla. Os espelhos possuem um sistema de controle de posição, na montagem altitude-azimute, o que permite observar quase todas as direções acima do horizonte. O sistema conta com cerca de 2000 unidades receptoras de dupla polarização e o tamanho total estimado para o arranjo é de 120 m \times 120 m. A Figura 3.16 mostra fotos da construção do telescópio.

Figura 3.16 - Arranjo e antenas do radiotelescópio Tianlai



Esquerda: Arranjo preliminar do Tianlai. Direita: antenas do espelho cilíndrico.
Fonte: Wu et al. (2016).

Mais informações podem ser encontradas em Tianlai (2017).

MeerKAT

O *Karoo Array Telescope* MeerKAT é um radiotelescópio, precursor do SKA, que está sendo construído na África do Sul. Ele é o instrumento mais sensível em comprimentos de onda centimétrico no hemisfério sul, atingindo resolução espacial de ~ 1 arcsec.

O arranjo é composto por 64 sistemas receptores com refletores de 13,5 m (principal) e 3,8 m (sub refletor) de diâmetro; 48 estão concentrados em um raio de 1 km e os demais, distribuídos em linhas de base de até 8 km de extensão (linha de base máxima). A faixa de operação do receptor banda L é de 900 MHz e 1670 GHz com polarização linear dupla.

A Figura 3.17 mostra uma foto tirada em 2017 de uma parte do arranjo de antenas do MeerKAT.

Figura 3.17 - Antenas do MeerKAT em 2017.



Fonte: NRF/SARAO (2017)

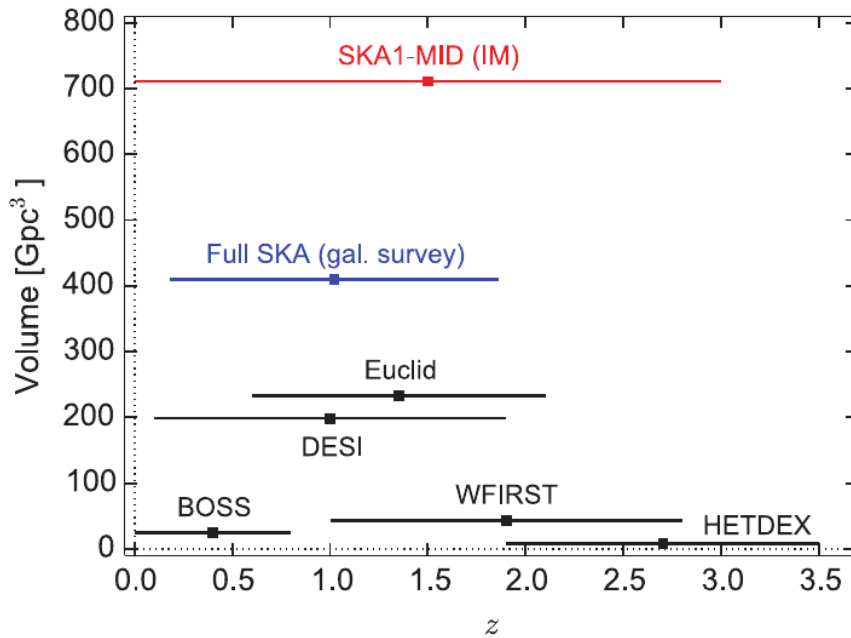
Mais informações podem ser encontradas em NRF/SARAO (2017).

SKA

O *Square Kilometre Array* (SKA) será o maior radiointerferômetro do mundo. Com seus milhares de receptores, ele atingirá uma sensibilidade sem precedentes. Os dados obtidos fornecerão informações sobre a formação das primeiras estrelas e galáxias, sobre o papel do magnetismo cósmico, sobre a natureza da gravidade e possivelmente

até sobre vida extraterrena. A Figura 3.18 mostra o volume observado em função do *redshift* para diversos experimentos em andamento ou futuros.

Figura 3.18 - Volumes observados do universo para experimentos em construção e futuros



Volumes observados do universo (no ponto médio da faixa de *redshifts* para vários experimentos em andamento e futuros.

Fonte: Maartens et al. (2015).

O SKA é constituído por conjuntos de antenas separados por até milhares de quilômetros. Sua construção está dividida em duas etapas: SKA1 e SKA2. A etapa SKA1 compreende a construção de um arranjo de radiotelescópios de baixa frequência (SKA1-LOW) na Austrália e um de médias frequências (SKA1-MID) na África do Sul. Nessa etapa espera-se que cerca de 10% da área coletora total em baixas e médias frequências estejam instaladas. A etapa SKA2 prevê a ampliação da capacidade na Austrália e construção de mais arranjos em outros países da África. A construção está prevista para iniciar em 2019 e a operação em 2022.

Sob o ponto de vista de configuração, o SKA será composto por diferentes arranjos com diferentes tipos de antenas, possibilitando uma faixa de operação entre 50 MHz e 14 GHz já na fase SKA1. Esses arranjos podem ser divididos em:

- SKA1-LOW: 131.000 antenas de dipolo simples em fase, distribuídas em 512 estações localizadas na Austrália. A linha de base máxima (distância

entre estações) é de 65 km. A frequência de operação está na banda de 50 MHz a 350 MHz.

- SKA1-MID: 197 antenas parabólicas (incluindo as 64 antenas do MeerKAT) com linha de base máxima de 150 km e faixa de operação entre 350 MHz e 15,3 GHz (com objetivo de ampliação para 24 GHz).

A principal tarefa do SKA1-LOW é a detecção de variações na linha de 21 cm devido à flutuações de densidade em $5 < z < 6$ (*Cosmic Dawn*) e $25 < z < 35$ (EoR) correspondendo a $40 \text{ MHz} < f_{obs} < 237 \text{ MHz}$. As antenas SKA1-MID observarão de intensidade de emissão em 21 do HI, cobrindo uma área de 30.000 graus² até $z \sim 3$ e produzindo um mapeamento volumétrico da distribuição de matéria no Universo recente (DEWDNEY et al., 2013).

Mais informações podem ser encontradas em SKA (2019)

EDGES

O *Experiment to Detect the Global EoR Signature* (EDGES) é um experimento que está sendo realizado desde 2015 com um radiotelescópio localizado no oeste da Austrália, em uma região de baixa interferência em rádio, no Murchison Radio-Astronomy Observatory. Seu alvo é a assinatura do hidrogênio durante a era da reionização, quando o mesmo começou a ser ionizado pelos fótons ultravioletas produzidos nas primeiras estrelas.

O experimento é composto por instrumentos de banda baixa e de banda alta. O conjunto de banda baixa é composto por dois instrumentos distantes 150 m. Cada um deles é dotado de uma antena do tipo dipolo, apontada para o zênite e observando uma única polarização. Cada antena tem cerca de $2 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ e é acoplada a uma cadeia receptora e a um espectrômetro digital. A faixa de frequências de operação dos instrumentos de banda baixa é 50-100 MHz, o que equivale a um intervalo de comprimentos de onda entre 6,0 m e 3,0 m. O instrumento de banda alta possui configuração similar, operando na faixa de 90 a 200 MHz, o que equivale a um intervalo de comprimentos de onda entre 3,3 m e 1,5 m.

Em 2018 a colaboração anunciou a descoberta de um perfil largo de absorção em torno de 78 MHz na média do sinal após a remoção da emissão síncrotron galáctica. O *redshift* da observação é centrado em $z \sim 17$, abrangendo a faixa $15 < z < 20$. O sinal possivelmente se deve a radiação ultravioleta das primeiras estrelas a se formarem, alterando a emissão da linha de 21 cm. Porém não se descarta o cenário

em que o sinal é produzido pela interação entre bárions e matéria escura (BOWMAN et al., 2018).

A Figura 3.19 mostra a antena do EDGES na Austrália.

Figura 3.19 - Antena do EDGES na Austrália.



Fonte: MIT (2019)

4 MODELAGEM COMPUTACIONAL DO DESEMPENHO DO INSTRUMENTO

Define-se *pipeline* como o conjunto de rotinas computacionais e procedimentos utilizados para simular a operação de um telescópio. Assim, a parte inglesa da colaboração BINGO desenvolveu uma *pipeline* específica para o experimento. Seus parâmetros de entrada são os mapas de emissão galáctica e extragaláctica, conhecidos em inglês como *foregrounds*; os dados de ruído atmosférico; os mapas da radiação cósmica de fundo em micro-ondas; o mapa de distribuição do sinal de 21 cm do HI. O módulo de parâmetros do BINGO contém dados de projeto e operação do instrumento, bem como do ruído inerente aos componentes do mesmo. Os dados de saída são os mapas e as séries temporais que representam o que seria observado pelo instrumento. Esses resultados são uma combinação entre as informações de entrada e os efeitos sistemáticos e ambientais. Finalmente, para recuperar o sinal de 21 cm separando-o dos demais, bem como testar a eficiência dos parâmetros escolhidos, os dados de saída precisam passar por uma rotina que utiliza um método de separação de componentes.

4.1 Parâmetros de Entrada

4.1.1 Emissões Galácticas e Extragalácticas

Essa seção tem como referências [Battye et al. \(2013\)](#) e [Bigot-Sazy et al. \(2015\)](#).

Medir oscilações acústicas de bárions usando a linha espectral de 21 cm do HI exige uma modelagem detalhada dos *foregrounds* astrofísicos, bem como um processo efetivo de remoção dos mesmos. O sinal global detectado pelo instrumento é composto pelas contribuições galácticas, extragalácticas, das emissões em 21 cm do HI e da radiação cósmica de fundo. Esse sinal é representado pela temperatura de brilho do céu $T_{sky}(f, \mathbf{x})$, na frequência f e na \mathbf{x} , escrita como

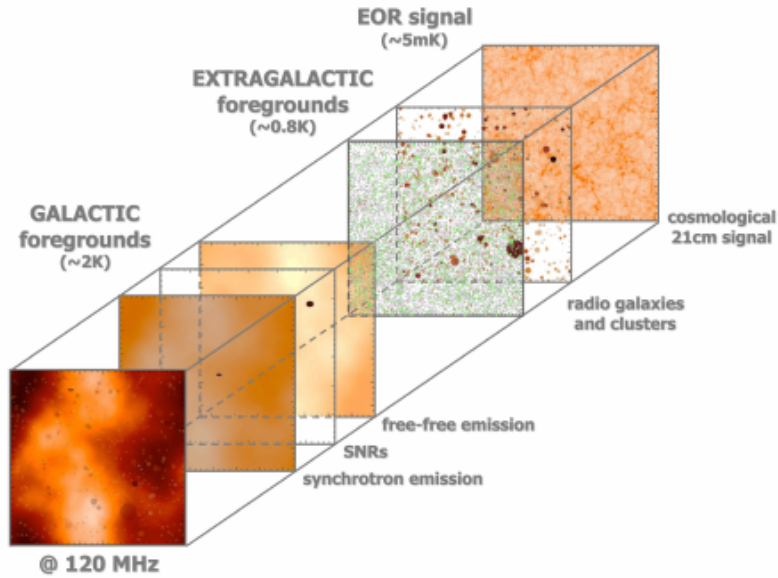
$$T_{sky}(f, \mathbf{x}) = T_{RCFM}(f, \mathbf{x}) + T_{gal}(f, \mathbf{x}) + T_{ps}(f, \mathbf{x}) + T_{HI}(f, \mathbf{x}), \quad (4.1)$$

onde T_{RCFM} é a temperatura da radiação cósmica de fundo em micro-ondas, T_{gal} é a temperatura da radiação galáctica difusa (síncrotron, *bremsstrahlung*, etc), T_{ps} é a temperatura de emissão de fontes pontuais extragalácticas e T_{HI} é a temperatura de emissão do HI. A dificuldade em extrair o sinal de HI está na grande diferença entre as temperaturas. Na frequência de 1 GHz, a temperatura de brilho média do

céu $\bar{T}_{sky} \sim 5K$ enquanto a do HI é $\bar{T}_{HI} \sim 0,1mK$.

A Figura 4.1 mostra as componentes de uma mapa produzido pelo mapeamento de intensidade do HI em 120 MHz: emissão galáctica ($\sim 2K$), emissão extragaláctica ($\sim 0,8K$) e sinal de 21 cm do HI da era da reionização ($\sim 5mK$).

Figura 4.1 - Contaminantes galácticos e extragalácticos da radiação de 21 cm em 120 MHz.



Simulação dos contaminantes galácticos e extragalácticos da radiação de 21 cm da EoR em 120 MHz: Sinal de 21 cm da EoR $\sim 5mK$; *foregrounds* extragalácticos $\sim 0,8K$ (aglomerados e radiogaláxias), *foregrounds* galácticos $\sim 2K$ (emissão síncrotron, livre-livre e remanescentes de Supernovas); combinação de todas as componentes.

Fonte: Jelic (2010).

A temperatura do sistema T_{sys} é a soma da temperatura do céu T_{sky} com uma componente T_{noise} , referente aos ruídos introduzidos pelos aspectos construtivos e de localização do telescópio, tais como: ruído do instrumento, RFI, emissão térmica do solo, etc.

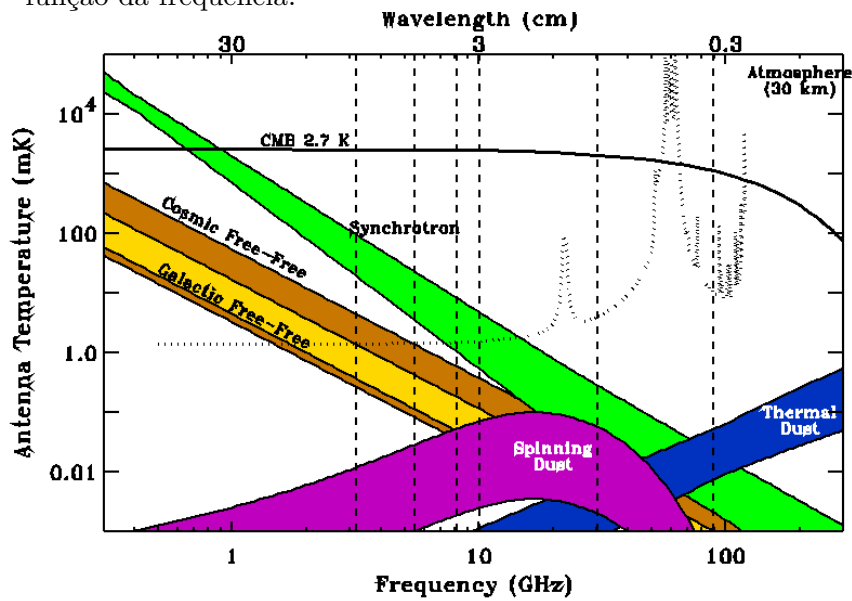
Cada *foreground*, aqui associado ao respectivo índice i , pode ser decomposto em uma componente de fundo $\bar{T}_i(f)$, que varia apenas com a frequência, e uma flutuação $\delta T_i(f, \mathbf{x})$, que é uma função da frequência e da posição, conforme a equação 4.2

$$T(f, \mathbf{x}) = \bar{T}(f) + \delta T(f, \mathbf{x}) \quad (4.2)$$

Como visto anteriormente, em 1 GHz, T_{HI} é 10^4 vezes menor que a temperatura total dos *foregrounds*. O que se mede são as flutuações na temperatura de brilho do céu em função da escala angular e do *redshift*. As flutuações do sinal de HI são da mesma ordem que a da sua componente de fundo ($\delta T_{HI} \sim \bar{T}_{HI} \sim 0,1 \text{ mK}$). Já as flutuações dos *foregrounds* são muito menores do que suas respectivas componentes constantes $\delta T_{HI} \ll \bar{T}$.

A Figura 4.2 mostra um gráfico com as componentes da emissão galáctica difusa observadas como uma temperatura de antena em mK, numa janela de frequências entre 300 MHz e 300 GHz. As componentes dominantes na faixa de operação do BINGO são: síncrotron devido aos raios cósmicos produzidos por elétrons (verde), RCFM (preto) e *bremsstrahlung* do gás difuso ionizado (amarelo e laranja).

Figura 4.2 - Temperatura de antena devido às emissões da RCFM e dos *foregrounds* em função da frequência.



Fonte: NASA (2012).

Nas subseções seguintes são apresentados os principais contaminantes do sinal de HI na banda de observação do BINGO, bem como seus modelos e equações para a temperatura de brilho.

Síncrotron

A radiação síncrotron é produzida por elétrons em movimento espiral no campo magnético galáctico. O espectro de emissão síncrotron, em termos da temperatura de brilho, pode ser escrito de forma aproximada como

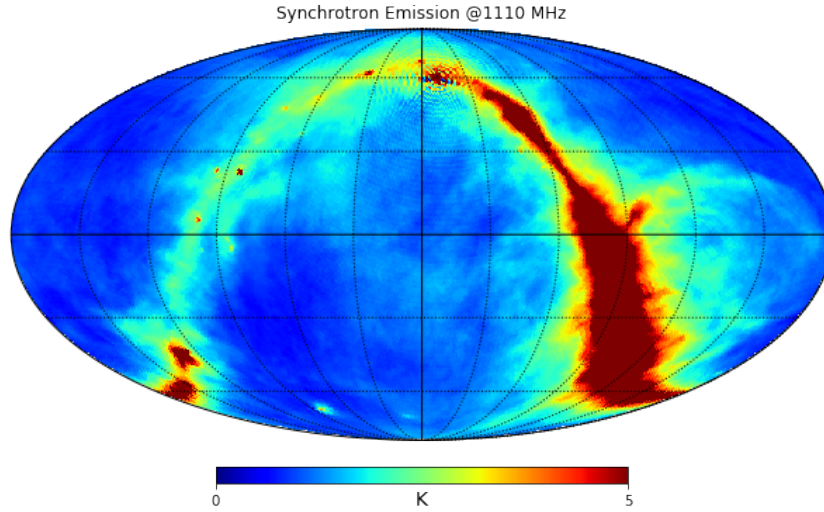
$$T(\nu) \propto \nu^{\beta + C \times \ln\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)}, \quad (4.3)$$

onde ν é a frequência da radiação, C é o parâmetro definido com respeito a frequência de referência ν_0 e β é o índice espectral quando $\nu = \nu_0$.

Um modelo espectral global mais realístico do céu entre 10 MHz e 100 GHz é apresentado em [Oliveira-Costa et al. \(2008\)](#). Ele leva em consideração a variação da emissão síncrotron com a posição no céu e a modificação do índice espectral com a inclusão do parâmetro C . O valor médio de β é $-2,5$, com dispersão média de $0,03$. O mapa resultante desse modelo produz uma resolução equivalente a um feixe com um $\theta_{FWHM} = 56$ arcmin.

A Figura 4.3 apresenta o mapa de emissão síncrotron em 1110 MHz usado nas simulações.

Figura 4.3 - Mapa de Emissão Síncrotron em 1110 MHz



Mapa de emissão síncrotron em 1110 MHz em coordenadas celestes de ascensão reta (RA) e declinação (Dec). A coordenada RA=0 está localizada no centro e a mesma aumenta para esquerda. Os meridianos e os paralelos estão espaçados de 30°. A escala de cores utilizada foi a *jet* do pacote *healpy*, com as temperaturas variando de 0 a 5 K.

Bremsstrahlung

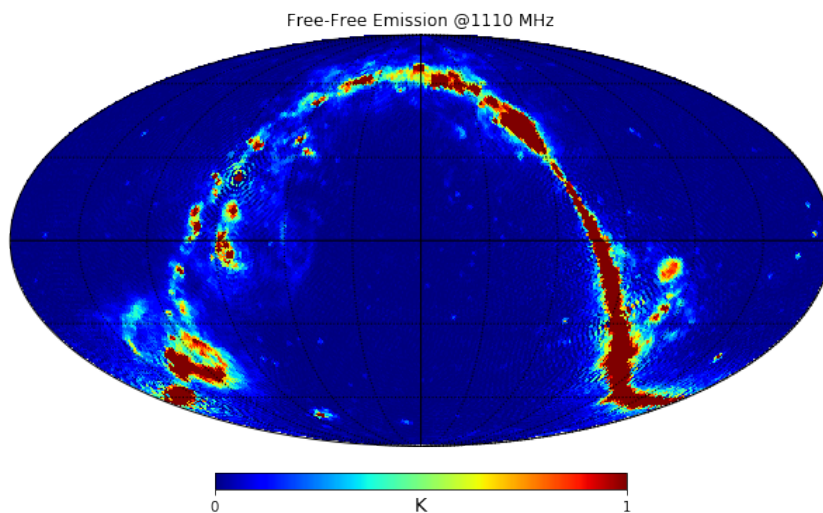
A radiação por *bremsstrahlung* térmico na faixa de rádio é emitida pela interação entre elétrons e íons em um gás ionizado à uma temperatura $T_e \sim 10^4$ K. A temperatura de brilho da radiação fora do plano galáctico, onde o meio é opticamente fino, pode ser descrita como

$$T_{bs} \approx 90 \text{ mK} \left(\frac{T_e}{\text{K}} \right)^{-3,5} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-2,1} \left(\frac{EM}{\text{cm}^{-6} \text{ pc}} \right), \quad (4.4)$$

onde $EM = \int n_e^2 dl$ é a medida de emissão, n_e é a densidade de elétrons e dl é o elemento infinitesimal de distância ao longo da linha de visada. Assim, a temperatura de brilho da emissão é uma lei de potências com índice espectral $\beta = -2,1$. A componente *bremsstrahlung* é muito menor que a síncrotron na maior parte do céu (ver Figura 4.2).

A Figura 4.4 apresenta o mapa de emissão *bremsstrahlung* em 1110 MHz usado nas simulações.

Figura 4.4 - Mapa de Emissão Bremsstrahlung em 1110 MHz



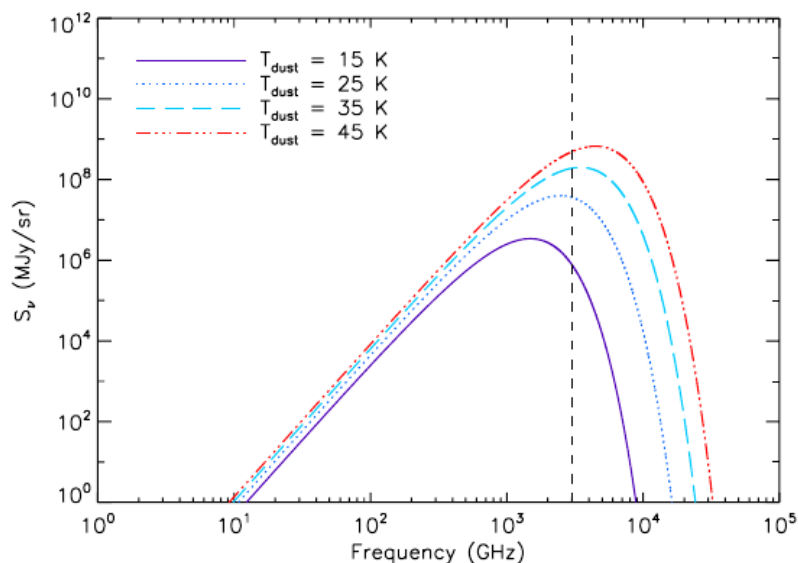
Mapa de Emissão Bremsstrahlung em 1110 MHz em coordenadas celestes de ascensão reta (RA) e declinação (Dec). A coordenada RA=0 está localizada no centro e a mesma aumenta para esquerda. Os meridianos e os paralelos estão espaçados de 30° . A escala de cores utilizada foi a *jet* do pacote *healpy*, com as temperaturas variando de 0 a 1 K.

Emissão Anômala em Micro-ondas e Emissão Térmica de Poeira

A emissão anômala em micro-ondas, do inglês *Anomalous Microwave Emission* (AME) é uma radiação galáctica difusa, detectada em frequências entre 10 GHz e 60 GHz (DICKINSON et al., 2018). O processo físico mais bem aceito para a produção da AME é que a mesma ocorre devido à emissão devido a rotação de grãos de poeira muito pequenos, conhecidos em inglês como "*spinning dust*".

Observações no infravermelho distante ($6\mu\text{mm} < \lambda < 15\mu\text{mm}$) e no submilimétrico mostraram que o espectro de emissão térmica de poeira pode ser representada por uma função de corpo negro modificada, que depende do índice espectral, da emissividade de poeira e da temperatura de equilíbrio do meio interestelar (TIBBS et al., 2012). O processo de emissão térmica ocorre devido à absorção de fótons ultravioleta emitidos pelo campo de radiação, seguido de reemissão de radiação. O balanço entre absorção e emissão produz o espectro de emissão térmica de poeira, mostrado na Figura 4.5.

Figura 4.5 - Espectro de corpo negro modificado referente à emissão térmica de poeira



Espectro de corpo negro modificado referente à emissão térmica de poeira para temperaturas entre 15 K e 45 K com um índice espectral fixo igual a 1,8.

Fonte: Tibbs et al. (2012).

Segundo Oliveira-Costa et al. (2008), AME e emissão térmica de poeira são extremamente pequenas ($< 1 \mu K$) em frequências menores que 10 GHz, podendo ser desprezadas na modelagem dos contaminantes nas frequências de interesse do BINGO.

Fontes Puntiformes Extragalácticas

As principais fontes de emissão em rádio são galáxias e quasares, os quais contribuem para um *foreground* não resolvido. Como a distribuição dessas fontes não é espacialmente correlacionada, pois ocupam posições diferentes no volume do hiperespaço, assume-se que elas possuem fraca aglomeração, e portanto seguem uma distribuição de Poisson. Porém, a parte aglomerada aumenta as correlações *pixel-pixel*, o que causa impacto no método de separação de componentes.

As fontes extragalácticas podem ser divididas em dois grupos. O primeiro é o das fontes isoladas e de alto brilho, que podem ser facilmente detectadas pelo instrumento e removidas diretamente com os dados do experimento. Já o segundo corresponde a um continuum de fontes não resolvidas.

A confusão de um radiotelescópio é definida como a incapacidade do mesmo de identificar ou medir com precisão fontes fracas devido à presença de outras fontes, identificadas individualmente ou não. A confusão é observada como um elevação de um nível de ruído acima do ruído instrumental, devido à fontes fracas.

Em frequências da ordem de GHz, a confusão *rms* σ_c em um feixe de um telescópio com uma largura à meia altura θ_{FWHM} pode ser escrita de forma aproximada como

$$\frac{\sigma_c}{mJy} \approx 0,2 \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{-0,7} \left(\frac{\theta_{FWHM}}{arcmin} \right)^2 \quad (4.5)$$

O valor da confusão *rms* σ_c do BINGO, para $\theta_{FWHM} = 40'$, está em torno de 320 mJy em 1000 MHz.

Fazendo a subtração das fontes com fluxo $S > S_{max}$, onde S_{max} é definido na simulação, a temperatura de brilho média estimada para as fontes remanescentes pode ser escrita por

$$T_{ps}(\nu, \hat{n}) = \left(\frac{dB}{dT} \right)^{-1} \Omega_{pix}^{-1} \sum_{i=1}^N S_i(\nu), \quad (4.6)$$

onde S_i é o fluxo da fonte pontual i em $1,4GHz$ e Ω_{pix} é o ângulo sólido do *pixel*. O termo dB/dT é o fator de conversão entre unidades de intensidade e de temperatura de brilho. O mesmo pode ser escrito como $dB/dT = 2k_b/\lambda^2$, onde k_b é a constante de Boltzmann, λ é o comprimento de onda da radiação medida.

Espera-se que as fontes com maior brilho possam ser removidas diretamente pelos dados do BINGO ou do *Very Large Array* (VLA).

4.1.2 Ruído Atmosférico

A influência da atmosfera nas medidas feitas por um telescópio na Terra depende da frequência de observação e das condições meteorológicas. O nível de ruído do instrumento é aumentado pela interação entre o sinal extraterrestre e a atmosfera.

A fim de modelar a contribuição atmosférica para a temperatura global medida no telescópio, considera-se numa dada frequência de observação (1 GHz), uma camada de vapor d'água à uma temperatura T_{atm} e uma profundidade óptica τ . Nessa frequência o oxigênio domina a profundidade óptica. Porém, existe uma pequena

contribuição de vapor d'água precipitável, que varia ao longo do dia e com a localização.

O ruído atmosférico já foi bem modelado em experimentos de RCFM, e o que se observou foi que a contribuição dele pode ser aproximada por $1/f$ em baixas frequências. A temperatura equivalente à emissão atmosférica total é dada por:

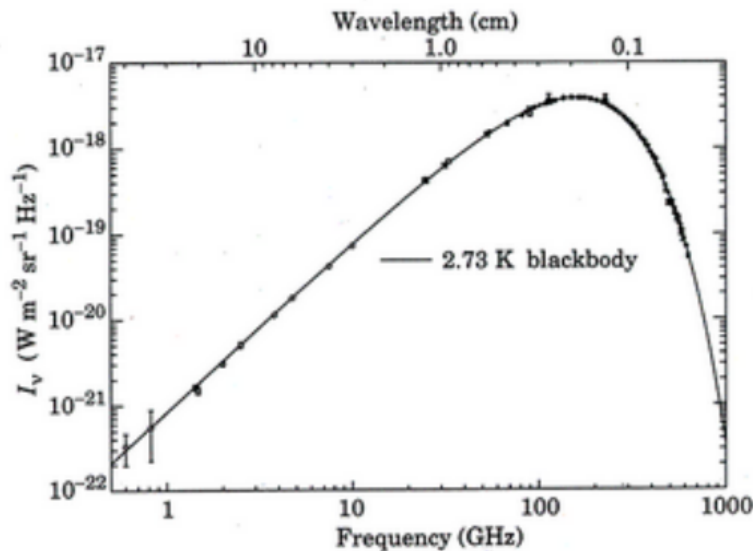
$$T_{em} = T_{atm} (1 - e^{-\tau}). \quad (4.7)$$

Onde τ é a profundidade óptica total do zênite. Ela é composta pelas profundidades ópticas do oxigênio e do vapor d'água, sendo a última a de menor proporção. A temperatura de emissão atmosférica acrescenta ruído à emissão dos componentes do instrumento, do solo e do sinal astronômico. Os modelos de emissão atmosférica preveem temperaturas $T_{em} \sim 1,8 K$ em torno de 1 GHz.

4.1.3 Radiação Cósmica de Fundo em Micro-ondas

Medidas feitas pelo instrumento FIRAS/COBE mostram que o espectro de emissão da RCFM pode ser muito bem representado por uma função de corpo negro com pico de emissão em micro-ondas (FIXSEN, 2009), conforme a Figura 4.6.

Figura 4.6 - Espectro de emissão da RCFM representado por um corpo negro



Distribuição de intensidades da RCFM em função da frequência e aproximação por uma distribuição de um corpo negro de 2,73 K.

Fonte: Kolena (2019).

Na faixa de operação do BINGO, $h\nu/k_B T \ll 1$ (região de Rayleigh-Jeans). Aplicando essa condição à função de corpo negro, conclui-se que nessa banda as temperaturas termodinâmica e de antena da radiação cósmica de fundo em micro-ondas são aproximadamente iguais. Assim, nas frequências do BINGO, a radiação cósmica de fundo aparece como um fundo aproximadamente constante (a menos de flutuações muito pequenas) de 2,7 K, o que o torna facilmente separável (ver Figura 4.2).

4.1.4 Emissão em 21 cm do HI

A temperatura de brilho do HI pode ser escrita como a soma de duas componentes conforme

$$T_b = \bar{T}_b (1 + \delta_{HI}), \quad (4.8)$$

onde $\delta_{HI} = \delta T_b / \bar{T}_b$ é o contraste de densidade e \bar{T}_b é a temperatura de brilho média de HI, dada pela equação

$$\bar{T}_b(z) = 0,3K \left(\frac{\Omega_{HI}}{10^{-3}} \right) \left(\frac{\Omega_m + (1+z)^{-3} \Omega_\Lambda}{0,29} \right)^{-1/2} \left(\frac{1+z}{2,5} \right)^{1/2}. \quad (4.9)$$

A fração de HI dada por $\Omega_{HI} = 5 \times 10^{-4}$ é a mesma de [Switzer et al. \(2013\)](#). Com essa modelagem e esses dados de entrada espera-se obter mapas de HI com flutuações rms em torno de 0,1 mK.

A Figura 4.7 apresenta o mapa produzido pelo modelo de emissão de HI na frequência de 1110 MHz (frequência central da banda de observação do BINGO).

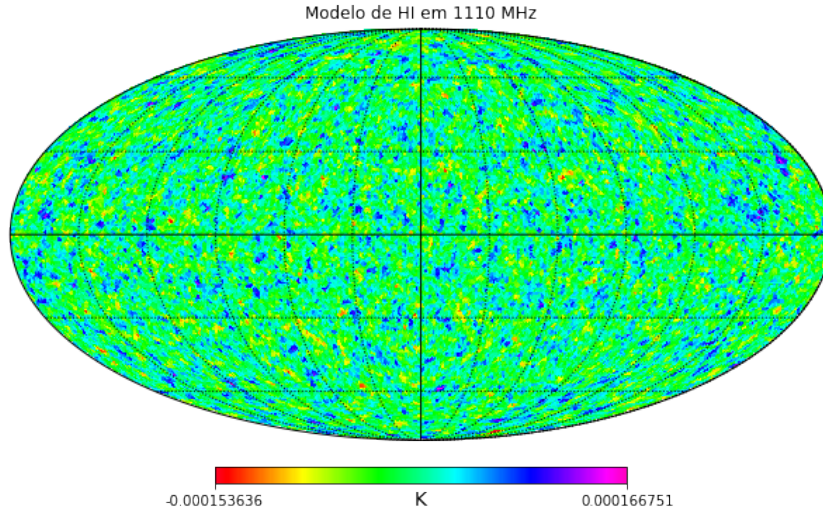
4.2 Parâmetros do BINGO

Nessa seção são detalhados os parâmetros do BINGO que servem de entrada para a simulação de observação do céu: número de cornetas, bem como seu arranjo, e o ruído do instrumento.

4.2.1 Número de Cornetas e Arranjo

Os critérios para definir o número e o arranjo das cornetas no plano focal são: cobrir completa e uniformemente toda a faixa de 15° em declinação e garantir que a mesma área do céu seja observada por várias cornetas, de forma a aumentar a razão sinal-ruído.

Figura 4.7 - Mapa de emissão teórica de HI em 1110 MHz



Mapa de emissão teórica de HI em 1110 MHz em coordenadas celestes de ascensão reta (RA) e declinação (Dec). A coordenada RA=0 está localizada no centro e a mesma aumenta para esquerda. Os meridianos e os paralelos estão espaçados de 30°. A escala de cores utilizada foi a *gist_rainbow* do pacote *healpy*.

O posicionamento de cada corneta é definido por dois parâmetros. O primeiro é a localização em coordenadas cartesianas (x, y) da corneta no plano focal, dada uma corneta de referência localizada na coordenada $(0, 0)$. O segundo é o ângulo de inclinação θ de cada corneta com relação à perpendicular ao plano focal.

As cornetas localizadas nas regiões mais externas do arranjo são ligeiramente inclinadas em relação ao eixo perpendicular ao plano focal, de forma a sub iluminar o espelho secundário (diâmetro efetivo ~ 25 m) e reduzir lóbulos laterais e contribuições do solo.

Para as simulações, os feixes das cornetas são considerados gaussianos circulares, limitados por difração, sendo seu θ_{FWHM} escalonado para qualquer frequência ν pela equação

$$\theta_{FWHM}(\nu) = \theta_{FWHM}(\nu_0) \frac{\nu_0}{\nu}, \quad (4.10)$$

onde $\nu_0 = 1110$ MHz e $\theta_{FWHM}(\nu_0) = 40$ arcmin.

4.2.2 Ruído do Instrumento

O ruído do instrumento está associado aos componentes eletrônicos dos receptores. Ele é constituído por uma componente térmica e uma componente com característica $1/f$ (*flicker*).

O ruído térmico ou ruído branco é produzido pelo movimento aleatório dos elétrons nos componentes eletrônicos do instrumento. A densidade espectral de potência $P_{sd}(f)$ desse ruído é constante ao longo de uma ampla faixa de frequências.

O ruído $1/f$ é produzido pelas flutuações inerentes aos ganhos dos amplificadores. Essas flutuações são incorporadas à modelagem de ruídos do instrumento no domínio da frequência usando um espectro de potências do tipo $1/f$. A densidade espectral de potência pode ser escrita como

$$PSD(f) = \frac{\sigma_t^2}{\nu_{samp}} \left[1 + \left(\frac{f_{knee}}{f} \right)^\alpha \right], \quad (4.11)$$

onde σ_t é a flutuação de temperatura mínima por *pixel* detectada pelo instrumento, ν_{samp} é a frequência de amostragem, f é o inverso do tempo de integração e f_{knee} é a frequência na qual as potências de ruído térmico e $1/f$ são iguais no domínio da frequência.

A equação 4.11 não leva em consideração o grau de correlação entre os canais, considerando então o ruído $1/f$ totalmente independente entre os mesmos. Esse é o pior caso para as simulações de mapeamento de intensidade, uma vez que na prática se espera algum grau de correlação, conforme descrito em Harper et al. (2018).

A sensibilidade de temperatura por *pixel* σ_t é dada por

$$\sigma_t = \frac{T_{sys}}{\sqrt{t_{pix} \Delta\nu}}, \quad (4.12)$$

onde T_{sys} é a temperatura do sistema, a qual engloba as contribuições do céu, do solo e dos receptores; $\Delta\nu$ é a largura do canal de frequência e t_{pix} é o tempo de integração por *pixel* dado por

$$t_{pix} = n_c t_{obs} \frac{\Omega_{pix}}{\Omega_{surf}}. \quad (4.13)$$

O número de cornetas é n_c , t_{obs} é o tempo de observação total (tempo de integração), Ω_{pix} é o ângulo sólido do feixe e Ω_{surf} o ângulo sólido da área observada do céu. O ângulo sólido do feixe pode ser escrita em função da largura à meia altura θ_{FWHM} de forma aproximada como

$$\Omega_{pix} \approx \theta_{FWHM}^2. \quad (4.14)$$

4.3 Dados de Saída do Instrumento

A pipeline tem como produto da simulação séries temporais e mapas.

4.3.1 Séries Temporais

Uma série temporal de dados, do inglês *Time Ordered Dataset* (TOD), é um conjunto de medidas feitas em um dado intervalo de tempo. No caso do BINGO, esse conjunto de dados é composto pelas medidas de temperatura em um dado canal $\Delta\nu_i$ no intervalo 960-1260 MHz, numa dada coordenada celeste (α, δ) e em um dado instante de observação t_{obs} .

Como o BINGO é um telescópio sem partes móveis, seu TOD possuirá n visitas à mesma coordenada (α, δ) , onde n depende do tempo de operação do instrumento.

4.3.2 Mapas

Os mapas são uma projeção cartográfica da distribuição das temperaturas médias em cada coordenada do céu, genericamente descrita por

$$T(\alpha, \delta)_{mapa} = \sum_{t=0}^{t_{final}} \langle T_t(\alpha_t, \delta_t) \rangle, \quad (4.15)$$

onde t é o instante da medição e $T_t(\alpha, \delta)$ é a temperatura medida nesse instante nas coordenadas (α, δ) .

4.4 Fluxograma da *Pipeline*

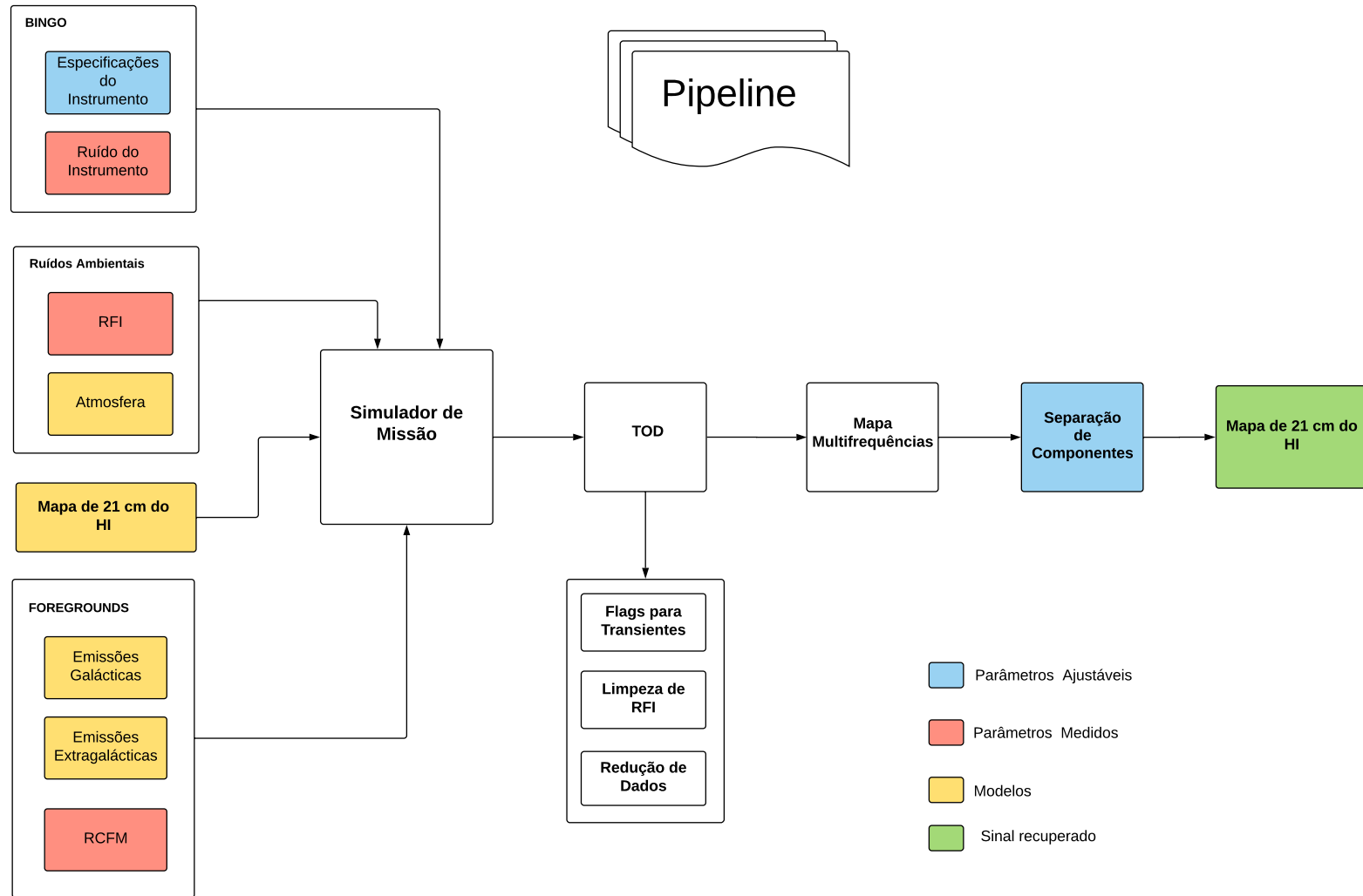
A Figura 4.8 mostra um fluxograma da *pipeline* de simulação de operação do BINGO. Em azul estão os parâmetros ajustáveis das simulações: especificações do instrumento (forma do feixe e número de cornetas, tempo de observação, frequência de joelho, número de canais, etc) e separação de componentes (método e parâmetros

dos mesmo). Em vermelho estão os parâmetros que já foram medidos, sendo que o módulo de ruído do instrumento e a temperatura da RCFM já estão incluídos na *pipeline*. Já o módulo de RFI será adicionado futuramente. Em amarelo estão os módulos que fazem uso de modelos e mapas conhecidos para produzir os mapas de emissões que são utilizados como entrada nas simulações de observação.

O fluxo de operação da *pipeline* passa por um simulador de missão, que processa todas as informações de entrada descritas anteriormente, produzindo uma série temporal. Essa TOD é utilizada para produzir os mapas em cada frequência determinada pela banda e pelo tamanho do canal.

Por último e como uma tarefa à parte da operação da *pipeline*, o conjunto de mapas produzido por uma simulação é processado por uma ferramenta de separação de componentes, com o objetivo de recuperar o sinal cosmológico de HI em meio aos dados gerados com a *pipeline*.

Figura 4.8 - Fluxograma do simulador de missão do BINGO



4.5 Separação de Componentes

Essa seção tem como referências [Remazeilles et al. \(2011\)](#), [Olivari et al. \(2016\)](#) e [Olivari \(2018\)](#).

Nas frequências de interesse do BINGO (~ 1 GHz), as emissões mais intensas são a síncrotron galáctica e as das fontes puntiformes extragalácticas. Além das fontes astrofísicas, os ruídos sistemáticos inerentes ao instrumento também têm grande influência na contaminação do sinal observado. Assim, a eficiência do processo de separação depende das características de cada componente.

4.5.1 Visão Geral

O sinal medido por um radiotelescópio é a composição das emissões cosmológicas, astrofísicas (galácticas e extragalácticas) e de ruídos sistemáticos do instrumento. Assim, o processo de separação de componentes tem como objetivo extrair o sinal de interesse do sinal medido, avaliando as correlações das medidas em diferentes frequências, restrições externas e/ou modelos físicos das emissões.

O processo de separação de componentes é de extrema importância para o mapeamento de intensidade, uma vez que o sinal produzido pelo mesmo é dominado pelos *foregrounds*. Esses podem ser cerca de 10^4 vezes maiores que o sinal que se deseja recuperar, como no caso da emissão em 21 cm do HI. Além dessas componentes, contribuições sistemáticas também podem ser removidas com o processo de separação.

O problema de separação de componentes, ou de recuperação de um sinal desejado, pode ser modelado escrevendo os dados de observação numa dada frequência i e *pixel* p como

$$x_i(p) = b_i(p) * y_i(p) + n_i(p), \quad (4.16)$$

onde $x_i(p)$ é o mapa de observação, $y_i(p)$ é o mapa de emissão do céu, $n_i(p)$ é o mapa de ruído, $b_i(p)$ é o modelo do feixe do instrumento e $*$ representa a convolução. O mapa de emissão do céu, por sua vez, é uma superposição de diferentes componentes, escrita como

$$y_i(p) = \sum_c a_{ic}(p) s_c(p), \quad (4.17)$$

onde o somatório é feito sobre as componentes c (síncrotron, bremsstrahlung, sinal cosmológico, etc), $a_{ic}(p)$ é o coeficiente que relaciona as componentes $s_c(p)$ à frequência i . Substituindo a equação 4.17 na equação 4.16, obtém-se

$$x_i(p) = b_i(p) * \left(\sum_c a_{ic}(p) s_c(p) \right) + n_i(p) = b_i(p) * [As]_i(p) + n_i(p), \quad (4.18)$$

onde $A_i(p)$ é a matriz de combinação cujos elementos são $a_{ic}(p)$.

O processo de separação de componentes consiste em encontrar uma solução para a equação 4.18, recuperando o sinal cosmológico de interesse $s_{cosmol,i}$ em uma determinada frequência i .

Os métodos de separação de componentes são classificados em dois grupos: métodos paramétricos e métodos não paramétricos. Os métodos paramétricos usam como ponto de partida um modelo que descreva algumas propriedades físicas de uma componente (*prior*), como por exemplo sua dependência da frequência ou sua estatística. Já os métodos não paramétricos tentam recuperar o sinal cosmológico usando apenas os dados observacionais, sem assumir um modelo paramétrico específico para qualquer componente. Contudo, os métodos não paramétricos também podem fazer uso de um modelo de uma das componentes, como por exemplo uma estimativa teórica do espectro de potência do HI que se deseja recuperar.

Inicialmente a ferramenta de separação de componentes utilizada nesse trabalho seria a Análise de Componentes Principais (PCA, do inglês *Principal Component Analysis*), um método não paramétrico que consiste em transformar os mapas de cada canal de frequência em modos ortogonais, de acordo com a covariância entre frequências (BIGOT-SAZY et al., 2015), convertendo um conjunto de dados correlacionados em um conjunto linearmente independente, com as chamadas componentes principais. Porém, devido à algumas dificuldades técnicas, foi decidido utilizar outra ferramenta com maior disponibilidade de utilização e possibilidade de produção de resultados durante o tempo disponível para a elaboração do trabalho.

A ferramenta escolhida para realizar a separação de componentes nesse trabalho foi o *Generalized Needlet Internal Linear Combination*(GNILC). O GNILC é um método não paramétrico desenvolvido por Remazeilles et al. (2011) com a finalidade inicial de separar o sinal da radiação cósmica de fundo em micro-ondas, mas posteriormente

aplicado ao mapeamento de intensidade do HI por Olivari et al. (2016). Na seção seguinte encontra-se uma breve descrição de como o mesmo funciona.

4.5.2 GNILC

O método GNILC tem a função de separar as emissões em rádio que compõem um sinal medido pelo mapeamento de intensidade, permitindo assim a recuperação do sinal cosmológico de interesse (por exemplo, HI). Nesse caso, um conjunto de dados que contém as medidas de intensidade (ou temperatura) $x_i(p)$ em uma dada frequência i e em um dado *pixel* p , pode ser representado por

$$x_i(p) = s_i(p) + n_i(p), \quad (4.19)$$

onde $s_i(p)$ é o mapa do sinal cosmológico que se deseja recuperar e $n_i(p)$ é o mapa das emissões astrofísicas (*foregrounds*), somadas ao ruído inerente aos componentes do instrumento. Essa é uma forma diferente de escrever o problema apresentado na equação 4.18, pois aqui a relação com a frequência do sinal que se deseja recuperar não é conhecida. Além disso, considera-se que esse sinal não possui correlação com os *foregrounds*.

A equação 4.19 pode ser reescrita na forma vetorial $n_{ch} \times 1$, onde n_{ch} é o número de canais de frequência, tal que

$$\mathbf{x}(p) = \mathbf{s}(p) + \mathbf{n}(p), \quad (4.20)$$

onde \mathbf{x} contém os n_{ch} mapas de observação, \mathbf{s} os mapas de HI e \mathbf{n} os mapas de *foregrounds* mais ruído.

A matriz de covariância dos dados de observação \mathbf{R} , cujas dimensões são $n_{ch} \times n_{ch}$, é definida no *pixel* p por

$$\mathbf{R}(p) = \langle \mathbf{x}(p) \mathbf{x}^T(p) \rangle. \quad (4.21)$$

A mesma pode ser decomposta em

$$\mathbf{R}(p) = \mathbf{R}_{HI}(p) + \mathbf{R}_n(p), \quad (4.22)$$

onde $\mathbf{R}_{HI}(p) = \langle \mathbf{s}(p) \mathbf{s}^T(p) \rangle$ é a matriz de covariância de HI e $\mathbf{R}_n(p) = \langle \mathbf{n}(p) \mathbf{n}^T(p) \rangle$ é a matriz de covariância de *foregrounds* mais ruído.

O número de componentes que representam os dados de observação (dimensão do espaço gerador) está limitada ao número de canais n_{ch} do experimento. As componentes de *foregrounds* são correlacionadas em frequência, de forma que o sinal de *foregrounds* mais ruído \mathbf{n} pode ser representado por uma combinação linear de m vetores independentes. Assim o sinal de HI, \mathbf{s} , pode ser descrito por $n_{ch} - m$ vetores independentes, de forma que

$$\mathbf{s} = \mathbf{S}\mathbf{t}, \quad (4.23)$$

onde \mathbf{S} é matriz de combinação, com dimensões $n_{ch} \times (n_{ch} - m)$, composta por $(n_{ch} - m)$ vetores linearmente independentes, e \mathbf{t} é o vetor que contém os coeficientes da combinação linear que reproduz \mathbf{s} a partir das colunas da matriz de combinação.

O vetor \mathbf{t} permite explorar a submatriz de dimensões $(n_{ch} - m) \times (n_{ch} - m)$ da matriz de covariância de observação, que é dominada por HI. Definindo a matriz $\mathbf{R}_t = \langle \mathbf{t}\mathbf{t}^T \rangle$ de dimensões $(n_{ch} - m) \times (n_{ch} - m)$, obtém-se

$$\mathbf{R}_{HI} = \mathbf{S}\mathbf{R}_t\mathbf{S}^T. \quad (4.24)$$

O sinal que se deseja recuperar pode ser estimado por

$$\hat{\mathbf{s}} = \mathbf{W}\mathbf{x}, \quad (4.25)$$

onde \mathbf{W} é uma matriz de pesos de dimensão $n_{ch} \times n_{ch}$ e \mathbf{x} é o vetor de dados de observação. A matriz \mathbf{W} minimiza a variância total do vetor estimado $\hat{\mathbf{s}}$, sob a restrição $\mathbf{W}\mathbf{S} = \mathbf{I}$, de forma que

$$\mathbf{W} = \mathbf{S} \left(\mathbf{S}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{S} \right)^{-1} \mathbf{S}^T \mathbf{R}^{-1}, \quad (4.26)$$

onde \mathbf{R} é a matriz de covariância dos dados de observação \mathbf{x} e \mathbf{S} é a matriz de combinação do sinal procurado \mathbf{s} . Para utilizar a equação 4.26 na recuperação do sinal de interesse é necessário estimar a matriz \mathbf{S} . Para isso, é utilizado um espectro

de potência teórico de HI para determinar a razão local entre o sinal cosmológico e o sinal total observado. Para determinar as dimensões dos subespaços de *foregrounds* ($dim = m$) e HI ($dim = n_{ch} - m$) é feita uma PCA.

Após a PCA, é possível dividir a matriz de covariância dos dados de observação em uma submatriz dominada por dados de *foregrounds* e em uma submatriz dominada por dados de HI, conforme equação 4.22. Com isso, obtém-se os subespaço da matriz de covariância dos dados de HI.

Para reconstruir as componentes com maior quantidade de informação possível, o GNILC faz uma análise estatística local, para cada *pixel* p' em uma certa região do mapa em torno de um *pixel* p . Essa análise é feita em ambos os espaços real (ou de *pixels*) e angular (ou de multipolos).

O número de componentes principais (correspondentes aos *foregrounds*) da matriz de covariância dos dados observados é estimado localmente nas escalas espacial e angular por meio de uma decomposição *needlet* (ver tópico sobre *needlets* abaixo), uma espécie de filtro passa banda no domínio dos harmônicos esféricos. Um critério de informação estatística chamado AIC (do inglês *Akaike Information Criterion*) também é utilizado para selecionar as componentes principais da matriz de covariância dos dados de observação (i.e. o subconjunto de autovetores que abrangem o subespaço de *foregrounds*).

O AIC permite diferenciar entre os autovalores relativos aos dados de *foregrounds* e os autovalores relativos aos dados de HI. Assim, ao invés de determinar o número de componentes principais m usando o PCA, o posto (número de linhas ou de colunas linearmente independentes) efetivo m da matriz de covariância de *foregrounds* é estimado por meio da minimização do AIC,

$$\min \left(2m + \sum_{i=m+1}^{n_{ch}} [\mu_i - \log \mu_i - 1] \right) \text{ com } m \in [1, n_{ch}], \quad (4.27)$$

onde μ_i são os autovalores de $\hat{\mathbf{R}}_s^{-1/2} \hat{\mathbf{R}} \hat{\mathbf{R}}_s^{-1/2}$.

Uma vez identificadas as submatrizes de covariância, utiliza-se somente o subespaço de HI, ao qual são aplicados os filtros ILC multidimensionais aos mapas observados e recupera-se o sinal de HI mais ruído de cada um deles.

O subespaço de HI é estimado em escala espacial (*pixels*) e angular (multipolos).

Isso quer dizer que, antes de calcular a matriz de covariância, a rotina computacional aplica alguns filtros de multipolos, denominados *needlets*, aos mapas de frequência. Assim, para cada *needlet* ou filtro de multipolo é calculada uma matriz de covariância dos dados observados e isso é feito diversas vezes para diferentes conjuntos de *pixels*.

Para cada escala de *needlet* j , são calculados os elementos da matriz de covariância no *pixel* p , de um par de frequências a e b como

$$\hat{\mathbf{R}}_{ab}(p) = \sum_{p' \in \mathcal{D}(p)} \mathbf{x}_a(p') \mathbf{x}_b^T(p'), \quad (4.28)$$

onde \mathcal{D} é um domínio de *pixels* centrado em torno do *pixel* p .

Para cada escala de *needlet* j , também é calculada a matriz de covariância usando os mapas produzidos por algum modelo teórico do espectro de potência angular do HI,

$$\hat{\mathbf{R}}_{sab}(p) = \sum_{p' \in \mathcal{D}(p)} \mathbf{y}_a(p') \mathbf{y}_b^T(p'). \quad (4.29)$$

Vale ressaltar que o modelo não tem informações sobre as características do sinal de HI que são encontrados no céu observado.

Obtidas as matrizes de covariância de dados observados $\hat{\mathbf{R}}_{ab}$ e do modelo $\hat{\mathbf{R}}_{sab}$, é feita a diagonalização da matriz de covariância de dados conforme

$$\hat{\mathbf{R}}_s^{-1/2} \hat{\mathbf{R}}(m) \hat{\mathbf{R}}_s^{-1/2} = \mathbf{U}_N \mathbf{D}_N \mathbf{U}_N^T + \mathbf{U}_S \mathbf{U}_S^T, \quad (4.30)$$

onde \mathbf{D}_N contém os m maiores autovalores, \mathbf{U}_N os autovetores correspondentes e \mathbf{U}_S os $n_{ch} - m$ autovetores relacionados ao subespaço de emissão de HI mais ruído. Esse é o passo PCA do algoritmo.

Para cada intervalo de escalas j , aplica-se um filtro ILC $(n_{ch} - m)$ -dimensional aos dados observados, de forma que

$$\hat{\mathbf{s}}^{(j)} = \hat{\mathbf{S}} \left(\hat{\mathbf{S}}^T \hat{\mathbf{R}}^{-1} \hat{\mathbf{S}} \right)^{-1} \hat{\mathbf{S}}^T \hat{\mathbf{R}}^{-1} \mathbf{x}^{(j)}, \quad (4.31)$$

onde a matriz de combinação do HI mais ruído estimado é dada por

$$\hat{\mathbf{S}} = \hat{\mathbf{R}}_S^{1/2} \mathbf{U}_S. \quad (4.32)$$

Por fim os mapas reconstruídos para cada *needlet* são sintetizados em um único mapa. Primeiro, os mapas de *needlets* são transformados para o espaço de harmônicos esféricos, seus coeficientes harmônicos são novamente passados pelo filtro passa banda da respectiva janela *needlet*, de forma a colocar o sinal reconstruído na mesma unidade do sinal observado, e os coeficientes filtrados pelos harmônicos são transformados de volta para os mapas de espaço real. Essa operação retorna um mapa de HI mais ruído reconstruído por escala de *needlet* e por canal de frequência. Em seguida, os mapas de *needlets* são somados para cada canal de frequência, resultando no mapa reconstruído completo de HI mais ruído.

Uma característica importante desse método é que o sinal que se deseja recuperar $s_i(p)$ contém não apenas os dados de intensidade de HI, mas também do ruído térmico sistemático do instrumento. A razão para isso é que em experimentos de mapeamento de intensidade, geralmente ambas as componentes possuem aproximadamente a mesma ordem de grandeza em escalas angulares pequenas. Assim, na tentativa de recuperar o sinal de HI isoladamente, alguma parcela do ruído térmico também é recuperada nessas escalas angulares. Assim, para não adicionar essas fontes sistemáticas de ruído aos mapas de emissões astrofísicas $n_i(p)$, tenta-se recuperar o HI e o ruído do sistema como uma única componente.

Needlets

Wavelet é uma transformação matemática utilizada para selecionar uma determinada faixa de um sinal ou campo em diferentes domínios. Em outras palavras, uma *wavelet* funciona como um filtro passa-banda, o qual permite que um sinal seja localizado em um determinado espaço, seja ele real (*pixels*), de Fourier ou de harmônicos esféricos.

Para uma análise completa do sinal ou campo em estudo é necessário definir um conjunto de *wavelets*, de forma a garantir que a decomposição dos dados seja feita sem lacunas ou superposições. Um conjunto de *wavelets* tem as mesmas características de uma base vetorial, exceto pelo fato de que podem existir mais *wavelets* do que graus de liberdade no sistema que está sendo analisado.

Existem diferentes tipos de *wavelets* para aplicações em processamento de sinais, sendo uma especificamente desenvolvida para aplicação na análise da RCFM, a chamada transformação esférica de *needlet*.

A transformada de Fourier de um sinal medido dá informações sobre as frequências dos sinais que compõem o mesmo. E para isolar uma determinada faixa de frequências desse sinal, utiliza-se um filtro passa banda. A transformação em harmônicos esféricos das flutuações da RCFM no céu é equivalente a determinar quais frequências existem no sinal, e aplicar os *needlets* ao sinal transformado é o mesmo que filtrar uma faixa específica de multipolos.

Needlets são um tipo específico de *wavelets* aplicados à esfera bidimensional, tornando-os extremamente úteis para o tratamento de dados da RCFM e do mapeamento de intensidade. Sua principal vantagem é localizar um campo com boa precisão tanto no domínio do espaço de *pixels* e quanto no espaço de harmônicos esféricos, respeitando o princípio da incerteza.

Ao aplicar um *needlet* a um mapa, basicamente o que se faz é delimitar uma faixa de multipolos do mesmo e transformá-lo em um novo mapa, chamado de escala j . O mapa original pode então ser decomposto em diferentes escalas, de acordo com o conjunto de *needlets* adotado. A construção de um coeficiente *needlet* é dada por

$$\beta_{jk} = \sqrt{\lambda_{jk}} \sum_l g\left(\frac{l}{B^j}\right) \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\xi_{jk}), \quad (4.33)$$

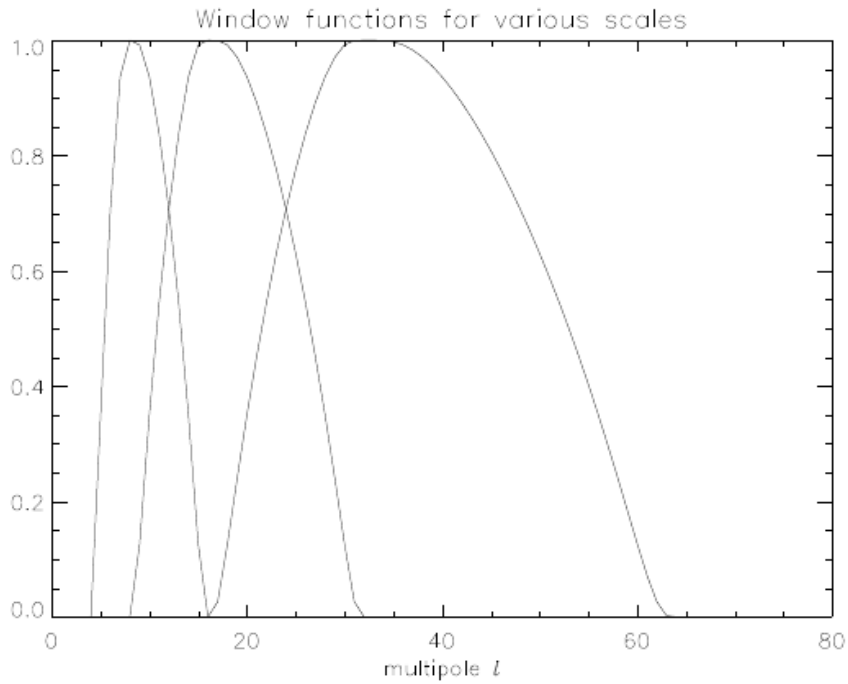
onde ξ são os pontos da esfera e λ os pesos desses pontos. O coeficiente β é um número real, sendo um para cada escala j e *pixel* k . A função janela g seleciona os multipolos que estarão presentes em cada escala j . Ela é escrita em termos dos parâmetros l e B , onde B controla a largura da banda de escalas. Cada escala j contém então informações relacionadas aos l 's de B^{j-1} até B^{j+1} . Dessa forma é possível escolher a resolução e a faixa de l 's que se deseja analisar (INGEBRIGTSEN, 2010).

A função janela g pode ser reescrita como

$$h_l^{(j)} = g\left(\frac{l}{B^j}\right). \quad (4.34)$$

A Figura 4.9 apresenta funções janela $h_l^{(j)}$ para escalas $j = 3$, $j = 4$ e $j = 5$, com $B = 2$. É possível notar que cada escala possui uma sobreposição com a escala vizinha, bem como uma faixa de multipolos entre B^{j-1} e B^{j+1} . Além disso, pode-se observar que uma vez que B é escolhido, o número de multipolos em cada escala aumenta exponencialmente com o aumento de j .

Figura 4.9 - Funções janela $h_l^{(j)}$ para $B = 2$ e escalas $j = 3$, $j = 4$ e $j = 5$



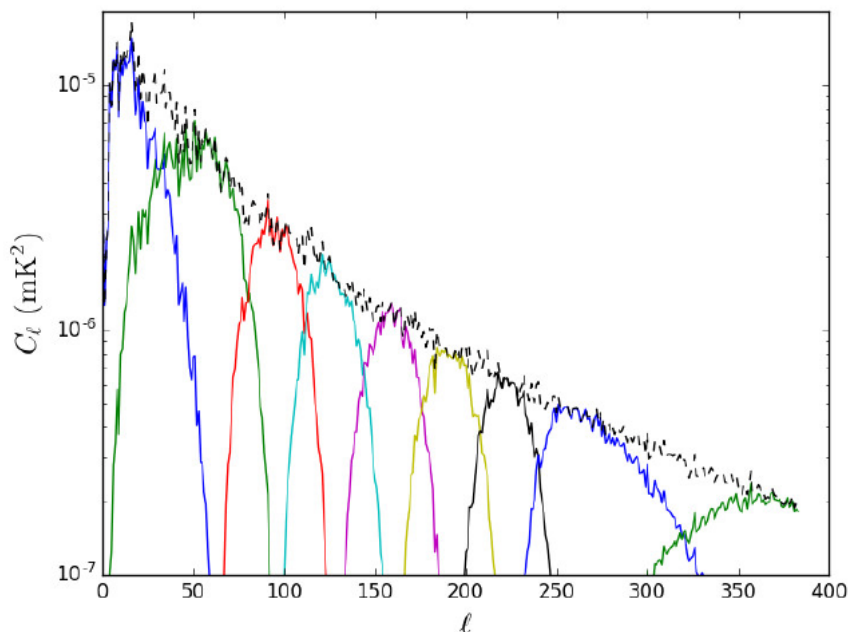
Fonte: Ingebrigtsen (2010)

Um conjunto de funções janela tem a seguinte propriedade

$$\sum_j [h_l^{(j)}]^2 = 1, \quad (4.35)$$

onde j corresponde a uma faixa específica de multipolos e caracteriza uma janela particular de *needlets*. A Figura 4.10 mostra o resultado em termos de espectro de potência da aplicação de um conjunto de *needlets* a um mapa de HI no espaço harmônico.

Figura 4.10 - Exemplo de aplicação de um conjunto particular de *needlets* a um mapa de HI



Exemplo de aplicação de um conjunto particular de *needlets* a um mapa de HI. Os picos dos *needlets* estão centrados em $l = [0, 64, 96, 128, 160, 192, 224, 256, 383]$. A curva em preto é o espectro de potência angular do mapa de HI original. As curvas coloridas são os espectros de potência angulares do mapa de HI original após aplicação dos *needlets*.

Fonte: Olivari et al. (2016).

Os mapas produzidos pela aplicação dos coeficientes *needlets* são obtidos, para cada mapa de observação $x(p)$, pela transformada esférica harmônica inversa dos coeficientes harmônicos x_{lm} do mapa observado filtrado pela função janela $h_l^{(j)}$

$$\chi^{(j)}(p) = \sum_l \sum_{m=-l}^l x_{lm} h_l^{(j)} Y_{lm}(p), \quad (4.36)$$

onde Y_{lm} são os harmônicos esféricos.

Para cada escala j e para cada *pixel* p dos mapas produzidos pelos coeficientes *needlets* $\chi_a^{(j)}$ (um mapa para cada frequência a), a matriz de covariância pode ser calculada por

$$\mathbf{R}_{ab}^{(j)}(p) = \frac{1}{N_p^{(j)}} \sum_{p' \in \mathfrak{D}_p} \chi_a^{(j)}(p') \chi_b^{(j)}(p'), \quad (4.37)$$

que é uma média do produto dos coeficientes *needlets*, calculada em um domínio \mathfrak{D}_p , centrado no pixel p e incluindo $N_p^{(j)}$ *pixels* na vizinhança do mesmo.

ILC *bias*

Os métodos de separação de componentes que utilizam filtro ILC possuem o seguinte inconveniente. Em pequenos domínios do céu as estatísticas são calculadas em um número reduzido de *pixels* N_p , o que cria anticorrelações artificiais entre a componente de interesse e os *foregrounds*. Essas anticorrelações podem induzir uma perda de potência no sinal de HI reconstruído e a mesma pode ser quantificada pelo fator ILC *bias* b dado por

$$b = -\frac{n_{ch} - 1}{N_m}, \quad (4.38)$$

onde n_{ch} é o número de canais de frequência e N_m é o número de modos no domínio considerado.

Existe um tamanho mínimo para o conjunto *pixels* aos quais o filtro ILC deve ser aplicado, permitindo controlar o nível do ILC *bias*. O número de *pixels* $N_p^{(j)}$ que define o domínio \mathfrak{D}_p usado para calcular a variância local e escolhido de forma a manter o ILC *bias* b fixo para cada escala j de *needlet* é dado por

$$N_p^{(j)} = \frac{n_p^{(j)} (n_{ch} - 1)}{|b| N_m^{(j)}}, \quad (4.39)$$

onde $n_p^{(j)}$ é o número total de *pixels* do mapa de *needlet* j , n_{ch} é o número de canais de frequência e $N_m^{(j)}$ é o número de modos no mapa de *needlet* j , dado por

$$N_m^{(j)} = \sum_{l=0}^{l_{max}} \sum_{m=-l}^l h_l^{(j)2} = \sum_{l=0}^{l_{max}} (2l + 1) h_l^{(j)2}, \quad (4.40)$$

onde l_{max} é o maior multipolo considerado.

Assim é possível restringir o número de *pixels* $N_p^{(j)}$ no domínio \mathfrak{D}_p usado para calcular

a covariância local de forma a manter o ILC bias b fixo para cada escala de *needlet* j .

Portanto, o método GNILC possui dois parâmetros ajustáveis: o conjunto de *needlets* e o ILC *bias*. O primeiro controla a localização no espaço harmônico e no espaço real. Já o segundo controla somente a localização no espaço real e sua escolha define de forma direta o grau de anticorrelação artificial entre a componente que se deseja recuperar e os contaminantes.

No capítulo seguinte são apresentados os parâmetros utilizados nas simulações desse trabalho. As informações fornecidas vão desde a configuração instrumento até o conjunto de *needlets* e ILC *bias* utilizados na separação de componentes.

5 SIMULAÇÕES DE MISSÃO

Nesse capítulo são apresentados os parâmetros construtivos e operacionais utilizados na simulação de operação do instrumento, bem como os parâmetros da ferramenta GNILC empregados no processo de separação de componentes.

5.1 Parâmetros de Simulação

Os parâmetros de simulação da *pipeline* utilizados nesse trabalho podem ser divididos em duas categorias. A primeira é a dos parâmetros fixos, ou seja, a daqueles que não tiveram valores diferentes testados que não os da sua especificação, sendo estes definitivos ou não. Já a segunda consiste nos parâmetros variáveis como número de cornetas e tempo de observação. O número de cornetas foi variado com o intuito de testar a possibilidade de operação do BINGO com menos unidades do que hoje é a sua quantidade nominal (52 cornetas). Diferentes tempos de observação foram testados de forma a tentar compreender qual é a relação dos mesmos com uma recuperação aceitável do sinal de HI.

Parâmetros Fixos

Os parâmetros instrumentais mantidos fixos durante as simulações desse trabalho estão apresentados na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 - Parâmetros Instrumentais

Localização	07°02'57" S 38°15'46" W
Faixa de <i>redshifts</i> z	0,13 - 0,48
Faixa de frequências (MHz)	960 - 1260
Número de canais n_{ch}	10
Largura de canal $\Delta\nu$ (MHz)	30
FWHM (arcmin) @ 1110 MHz	40
Cobertura do céu Ω_{sur} (deg ²)	5400
Declinação central (deg)	-15
Temperatura do sistema T_{sys} (K)	70
Frequência de joelho f_{knee} (Hz)	0,001
Taxa de amostragem ν_{samp} (Hz)	10

O número de canais n_{ch} foi feito igual a 10 devido ao tempo de simulação exigido para valores maiores do mesmo. De qualquer forma, na continuidade desse trabalho devem ser testados diferentes números de canais, pois os mesmos têm influência direta na eficiência do método GNILC de separação de componentes.

A frequência de joelho f_{knee} , que é a frequência na qual a potência do ruído térmico é igual a potência do ruído $1/f$, limita a capacidade de discernir entre variações características do sinal medido e variações inerentes aos ganhos dos amplificadores do receptor (especificados pelo fabricante). A temperatura de sistema T_{sys} corresponde ao ruído total introduzido pelos componentes do instrumento. Tanto f_{knee} quanto T_{sys} foram estimadas por meio de testes de bancada realizados pela parte inglesa da colaboração.

Parâmetros Variáveis

Os parâmetros considerados variáveis nesse trabalho foram aqueles modificados em cada cenário testado: o tempo de observação t_{obs} , o arranjo das cornetas e o número de cornetas n_F . O tempo de observação e o número de cornetas afetam o limite mínimo de detecção do sinal (ver equação 4.12). Já o número e o arranjo de cornetas definem a razão sinal-ruído. Na Tabela 5.2 estão apresentados os parâmetros variáveis utilizados nas simulações.

Tabela 5.2 - Parâmetros variados

Número de cornetas	34	44	52
Tempo de integração (meses)	1	6	12

O número de cornetas e a distribuição das mesmas no plano focal foram definidos por meio de um estudo de otimização do sistema óptico, realizado pela colaboração. Assim, o projeto óptico prevê um plano focal hexagonal, conforme apresentado na seção 3.2. A distribuição das cornetas nesse plano focal é apresentada na Figura 5.1, na Figura 5.2 e na Figura 5.3. O arranjo com 34 e 44 cornetas foi produzido a partir da configuração nominal de projeto com 52 cornetas, eliminando colunas verticais simétricas de forma a não alterar a cobertura da faixa de 15° em declinação.

Figura 5.1 - Arranjo com 34 cornetas no plano focal
34 horns array

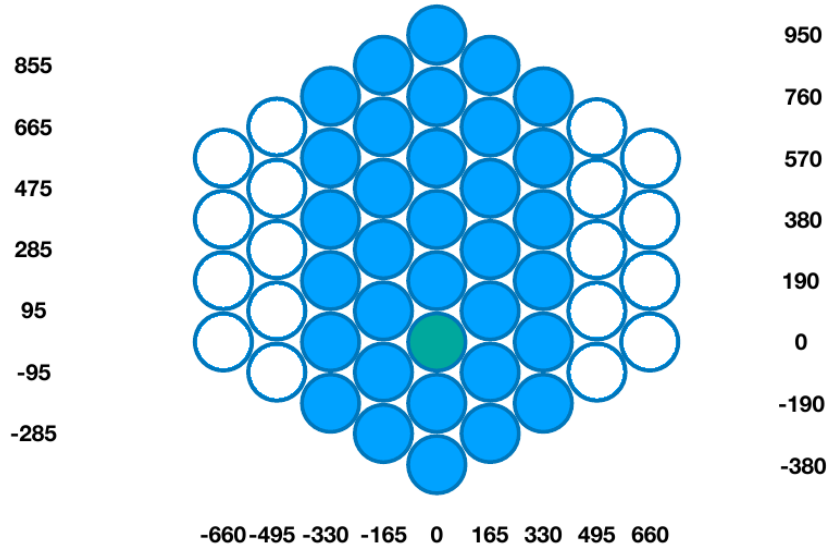


Figura 5.2 - Arranjo com 44 cornetas no plano focal
44 horns array

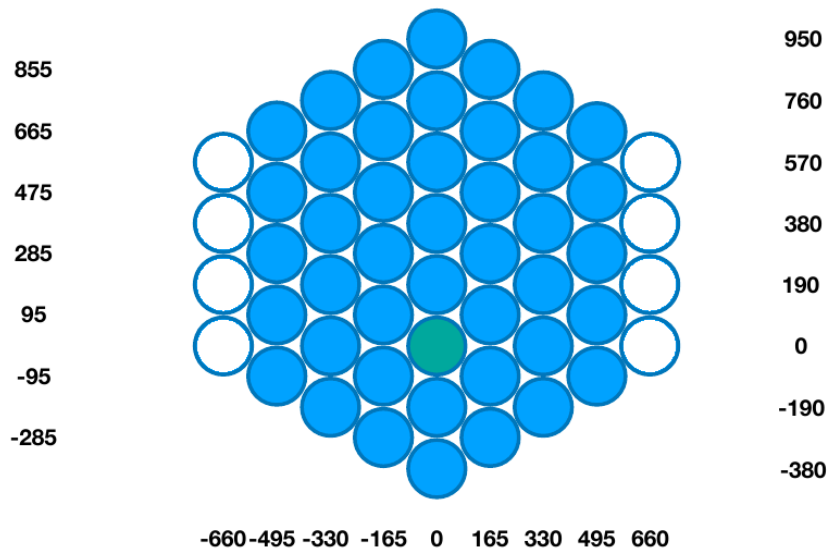
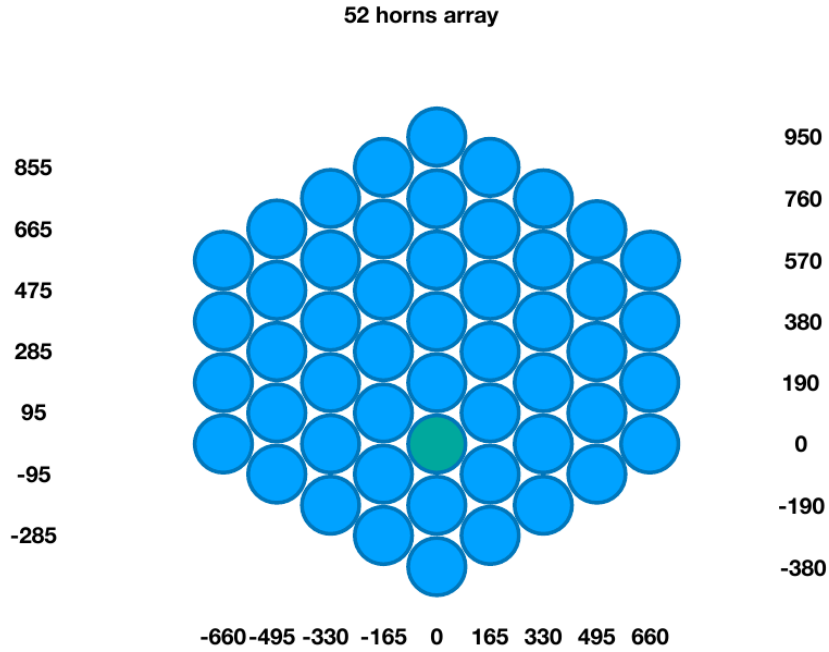


Figura 5.3 - Arranjo com 52 cornetas no plano focal



Definidos os parâmetros fixos e variáveis é possível determinar a sensibilidade (temperatura mínima possível de ser detectada, ver equação 4.12) do instrumento para cada cenário observacional. A Tabela 5.3 apresenta essas sensibilidades para os diferentes cenários considerados nesse trabalho.

Tabela 5.3 - Amplitude do ruído térmico para cada cenário observacional

# Cornetas	34			44			52		
Tempo de Observação (meses)	1	6	12	1	6	12	1	6	12
σ_t (mK)	0,150	0,061	0,043	0,130	0,053	0,038	0,120	0,050	0,035

5.2 Parâmetros GNILC

As simulações de observação feitas com a *pipeline* nos cenários apresentados anteriormente produzem um conjunto de dados observacionais que são uma combinação das emissões galácticas e extragalácticas, dos ruídos sistemáticos e da distribuição da emissão de HI no céu. Para testar a capacidade do instrumento de detectar emissões

de HI com as configurações operacionais propostas, é necessário utilizar um método de separação de componentes para recuperar o sinal cosmológico e compará-lo com o sinal de que foi fornecido como entrada da *pipeline*. Além disso, a escolha dos parâmetros do processo de separação de componentes tem influência na integridade do sinal de HI recuperado.

Conforme visto no Capítulo 4, o GNILC possui 2 parâmetros que devem ser definidos antes do processo de separação de componentes: o conjunto de *needlets* e o ILC *bias* b . Esses parâmetros definem a localização para o cálculo das matrizes de covariância. Os *needlets* determinam a localização no espaço harmônico e no espaço real (ou de *pixel*). Já o ILC *bias* define a posição somente no espaço real.

Os mapas produzidos pela *pipeline* possuem resolução $N_{side} = 64$, o que equivale a um *pixel* com tamanho 54,97 arcmin. Nesse caso o multipolo máximo é dado por $l_{max} = 3N_{side} - 1 = 191$. Assim, foram escolhidos 4 conjuntos de *needlets*, conforme apresentado na Tabela 5.4.

A escolha da localização l dos picos dos *needlets* aqui adotados não são definitivos. Os conjuntos foram determinados com intervalos iguais entre picos, sem nenhuma priorização para baixos ou altos multipolos. Para um resultado mais refinado, seria necessário um estudo de otimização de quantidade e distribuição dos mesmos.

Tabela 5.4 - Conjuntos de *needlets* testados

Conjunto de Needlets	Posição dos Picos (em multipolos, l)
Needlets #1	[0, 96, 191]
Needlets #2	[0, 48, 96, 144, 191]
Needlets #3	[0, 24, 48, 72, 96, 120, 144, 168, 191]
Needlets #4	[0, 12, 24, 36, 48, 60, 72, 84, 108, 120, 132, 144, 168, 170, 191]

Também foram experimentados 3 diferentes ILC *bias* $b = 0,001; 0,01; 0,05$, sendo $b \leq 0,05$ pois seu aumento leva a um aumento na anticorrelação artificial entre a componente de interesse e os contaminantes. Assim, o ILC *bias* deve ser o menor possível, sem aumentar demais o tempo de processamento computacional. Um estudo mais detalhado da sensibilidade do método GNILC deve ser feito com diferentes ILC *bias*.

No capítulo seguinte são apresentados os resultados das simulações (mapas) e das separações de componentes (espectros de potência angular) feitas com os parâmetros descritos aqui.

6 RESULTADOS

Nesse capítulo estão apresentados os resultados mais relevantes produzidos pelas simulações feitas com a *pipeline*, considerando diferentes cenários, bem como do processo de separação de componentes, numa tentativa de recuperar o sinal de HI.

6.1 Mapas de Observação Simulada

A *pipeline* simula a operação do BINGO. Os dados de entrada são os mapas de emissões astrofísicas, o mapa de HI gerado a partir de um espectro de potência teórico, os parâmetros dos ruídos térmico e $1/f$ e os parâmetros do instrumento (sistema óptico e receptores).

Os dados de saída são mapas e séries temporais, produzidos no formato HDF ou Formato de Dados Hierárquicos, do inglês *Hierarchical Data Format*, que é o nome para um conjunto de formatos de arquivos e bibliotecas criadas para organização e armazenamento de grandes quantidades de dados numéricos. Cada simulação, com configuração do instrumento e tempo de observação estabelecidos, produz um arquivo nesse formato contendo mapas, pesos e número de contagens por *pixel* para cada canal de frequência. No caso desse trabalho, escolheu-se utilizar 10 canais de 30 MHz.

Para visualizar os mapas foi necessário adaptar a rotina computacional disponibilizada em Akoto-Danso et al. (2014) para extrair os dados contidos nos arquivos HDF e transformá-los para o formato *Flexible Image Transport System* (FITS). O FITS é um formato de arquivos amplamente usado em astronomia, útil para armazenamento, transmissão e processamento de dados. O mesmo pode ser gerado como conjuntos de dados multi dimensionais, como por exemplo imagens em duas dimensões ou tabelas.

Nas figuras a seguir são apresentados os mapas de temperaturas e pesos estatísticos, produzidos na frequência central de 1110 MHz, para cada cenário observacional descrito no Capítulo 4.

6.1.1 Mapas de 1 Mês de Observação

Figura 6.1 - Mapa simulado com 34 cornetas e 1 mês de observação

34horns_1month_ALL_sim_SkyTOD_Realisation0_fixed_maps_1110MHz

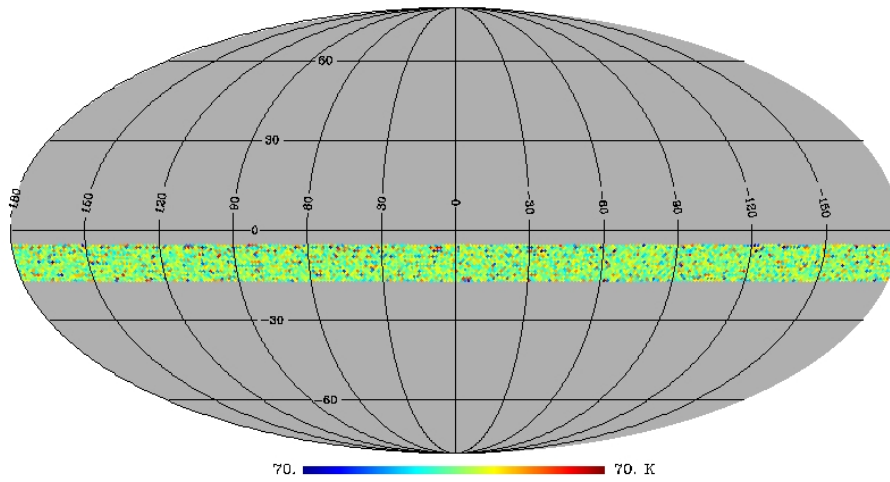


Figura 6.2 - Mapa de pesos simulado com 34 cornetas e 1 mês de observação

34horns_1month_ALL_sim_SkyTOD_Realisation0_fixed_weights_1110MHz

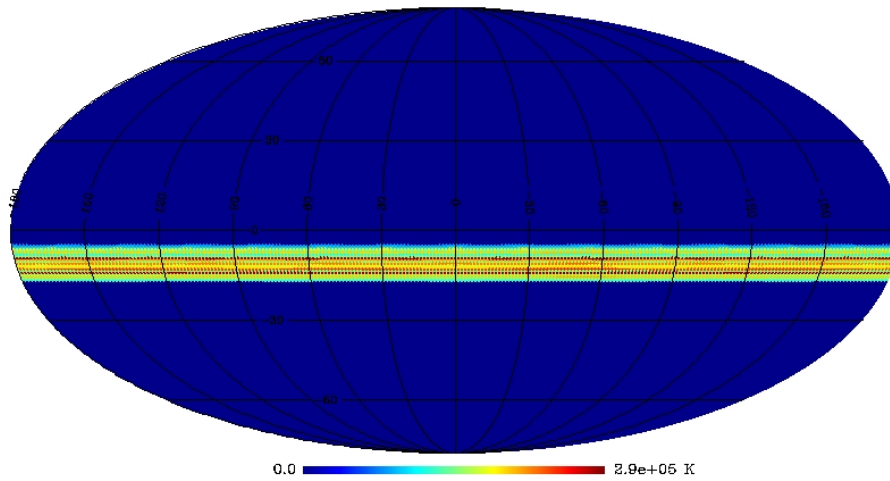


Figura 6.3 - Mapa simulado com 44 cornetas e 1 mês de observação
44horns_1month_ALL_sim_SkyTOD_Realisation0_fixed_maps_1110MHz

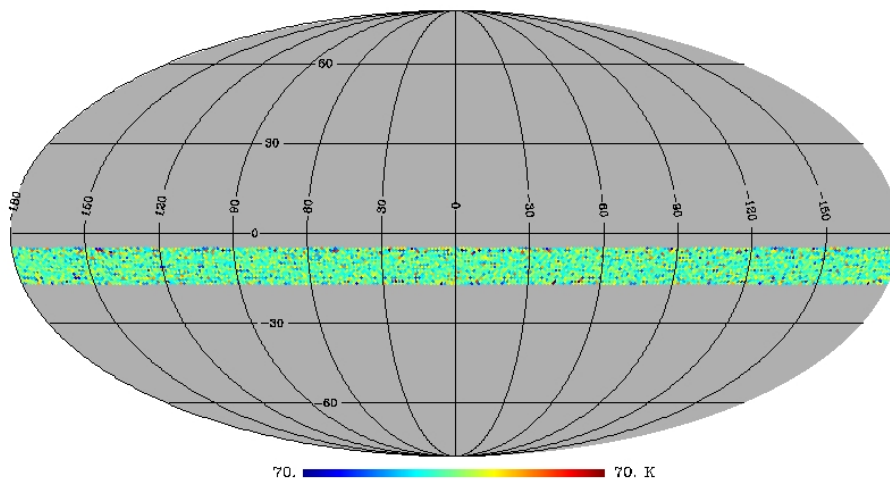


Figura 6.4 - Mapa de pesos simulado com 44 cornetas e 1 mês de observação
44horns_1month_ALL_sim_SkyTOD_Realisation0_fixed_weights_1110MHz

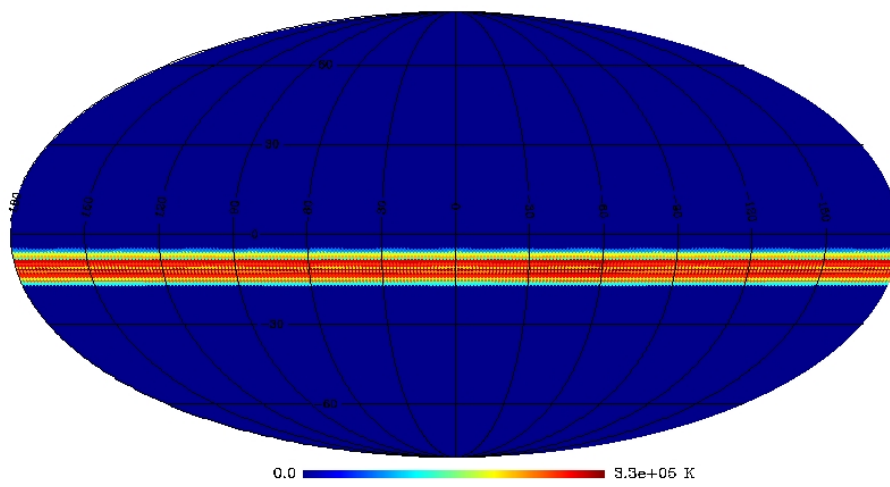


Figura 6.5 - Mapa simulado com 52 cornetas e 1 mês de observação
52horns_1month_ALL_sim_SkyTOD_Realisation0_fixed_maps_1110MHz

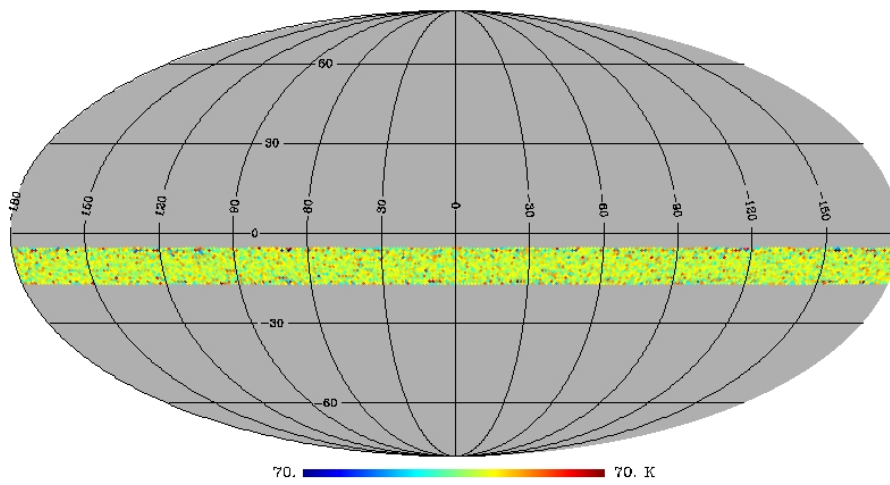
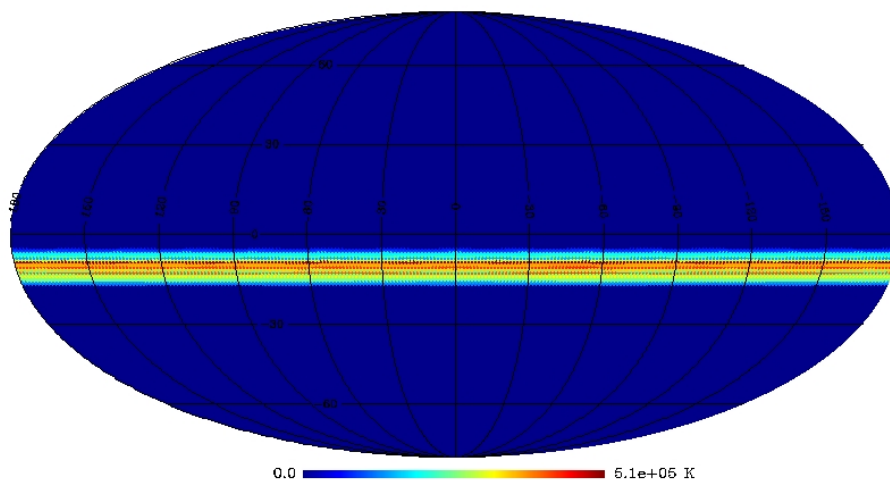


Figura 6.6 - Mapa de pesos simulado com 52 cornetas e 1 mês de observação
52horns_1month_ALL_sim_SkyTOD_Realisation0_fixed_weights_1110MHz



6.1.2 Mapas de 6 Meses de Observação

Figura 6.7 - Mapa simulado com 34 cornetas e 6 meses de observação

34horns_6months_ALL_sim_SkyTOD_Realisation0_fixed_maps_1110MHz

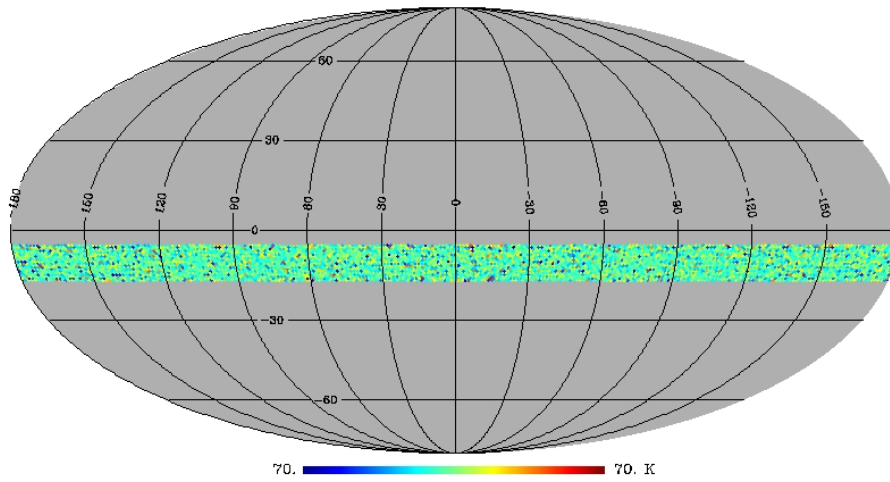


Figura 6.8 - Mapa de pesos simulado com 34 cornetas e 6 meses de observação

34horns_6months_ALL_sim_SkyTOD_Realisation0_fixed_weights_1110MHz

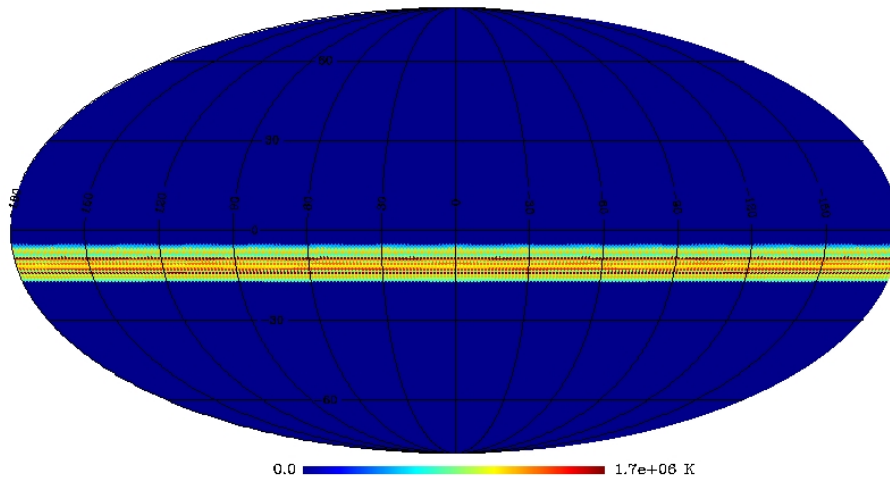


Figura 6.9 - Mapa simulado com 44 cornetas e 6 meses de observação
44horns_6months_ALL_sim_SkyTOD_Realisation0_fixed_maps_1110MHz

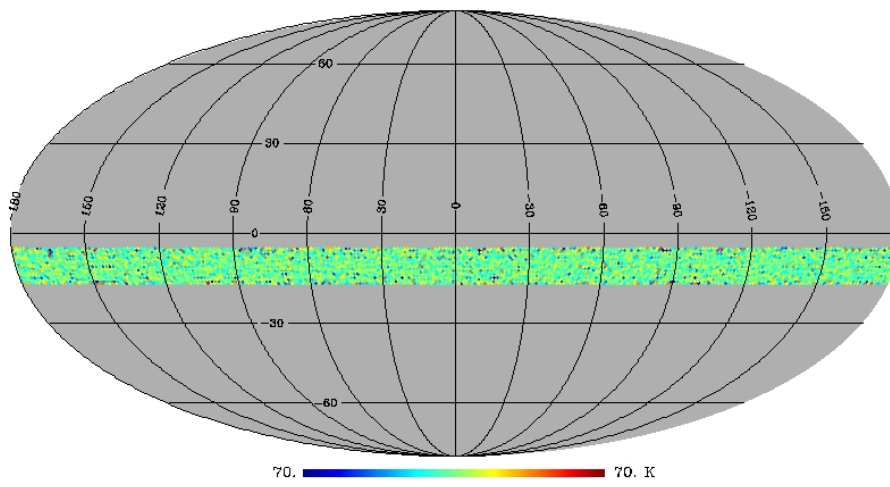


Figura 6.10 - Mapa de pesos simulado com 44 cornetas e 6 meses de observação
44horns_6months_ALL_sim_SkyTOD_Realisation0_fixed_weights_1110MHz

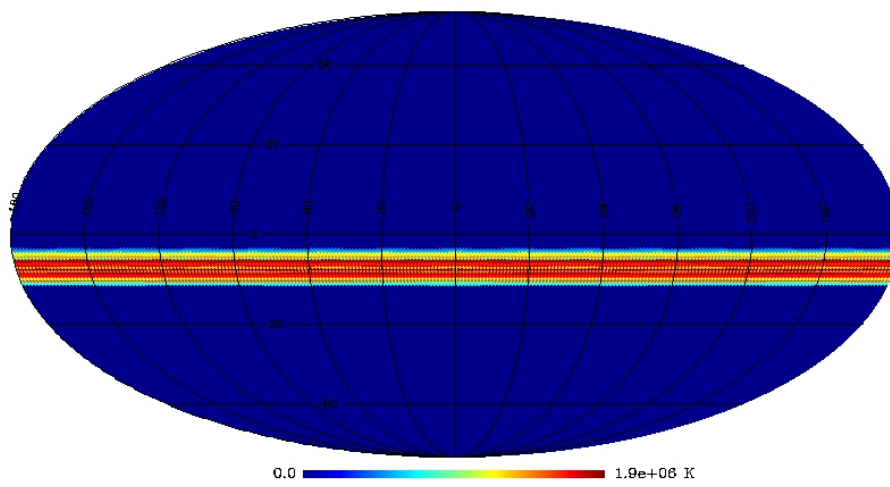


Figura 6.11 - Mapa simulado com 52 cornetas e 6 meses de observação
52horns_6months_ALL_sim_SkyTOD_Realisation0_fixed_maps_1110MHz

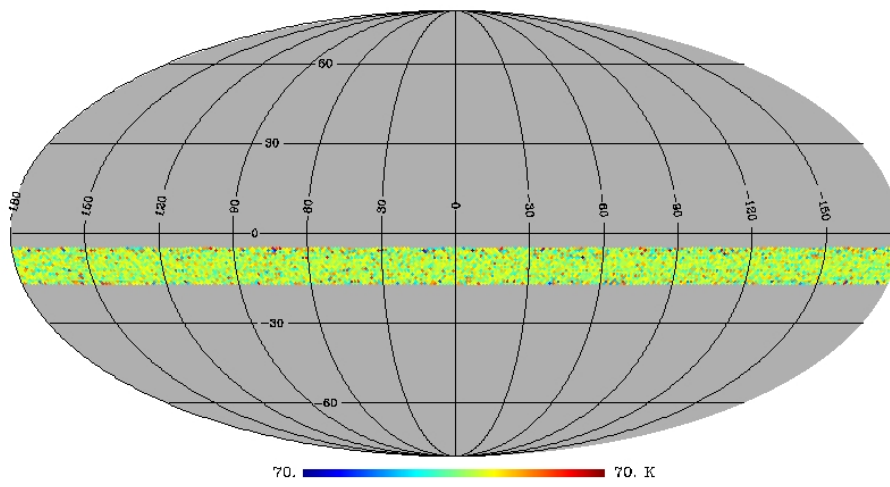
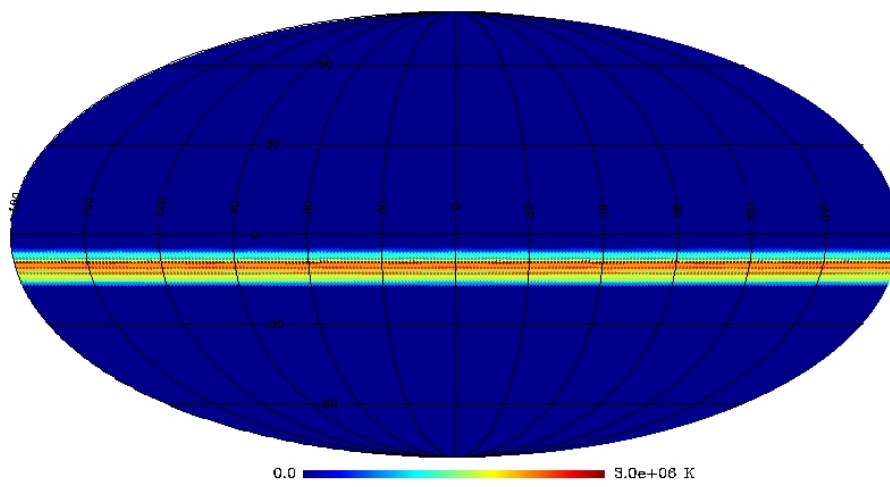


Figura 6.12 - Mapa de pesos simulado com 52 cornetas e 6 meses de observação
52horns_6months_ALL_sim_SkyTOD_Realisation0_fixed_weights_1110MHz



6.1.3 Mapas de 12 Meses de Observação

Figura 6.13 - Mapa simulado com 34 cornetas e 12 meses de observação

34horns_12months_ALL_sim_SkyTOD_Realisatio_fixed_maps_1110MHz

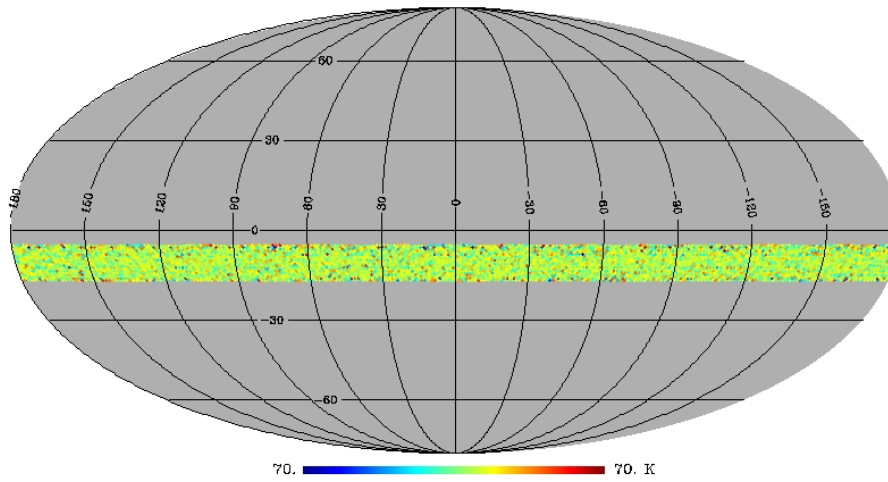


Figura 6.14 - Mapa de pesos simulado com 34 cornetas e 12 meses de observação

34horns_12months_ALL_sim_SkyTOD_Realisatio_fixed_weights_1110MHz

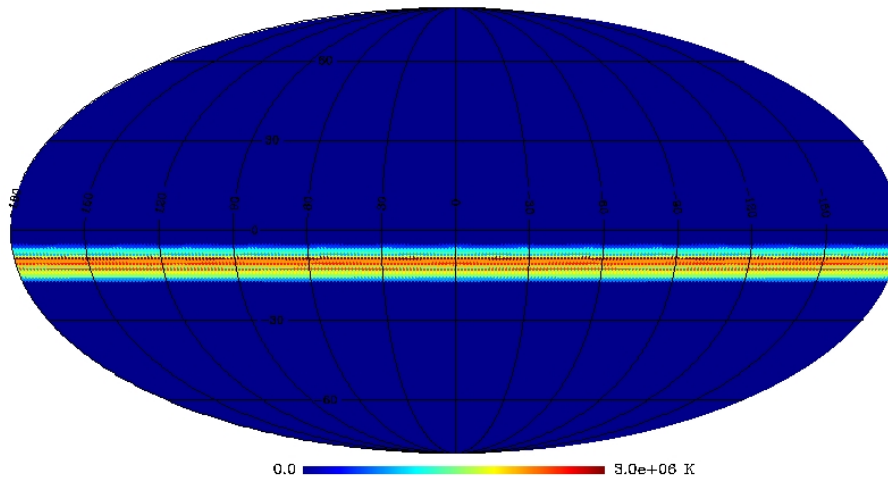


Figura 6.15 - Mapa simulado com 44 cornetas e 12 meses de observação
44horns_12months_ALL_sim_SkyTOD_Realisatio_fixed_maps_1110MHz

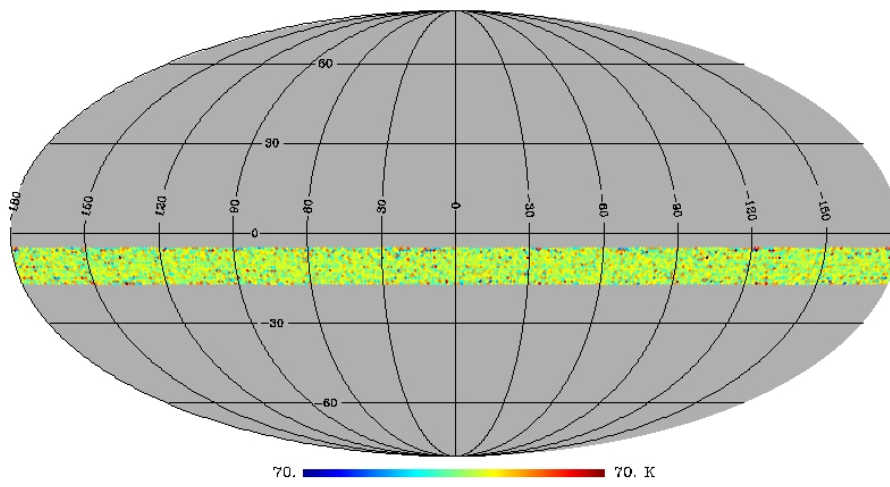


Figura 6.16 - Mapa de pesos simulado com 44 cornetas e 12 meses de observação
44horns_12months_ALL_sim_SkyTOD_Realisatio_fixed_weights_1110MHz

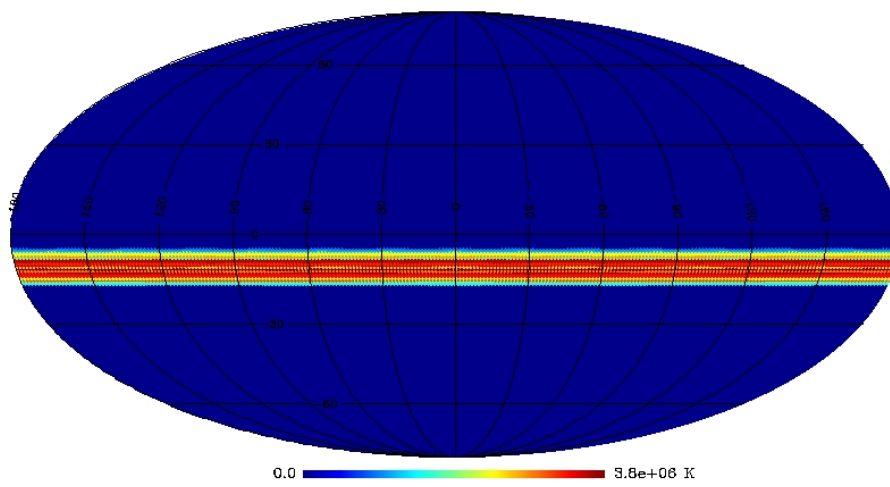


Figura 6.17 - Mapa simulado com 52 cornetas e 12 meses de observação
52horns_12months_ALL_sim_SkyTOD_Realisatio_fixed_maps_1110MHz

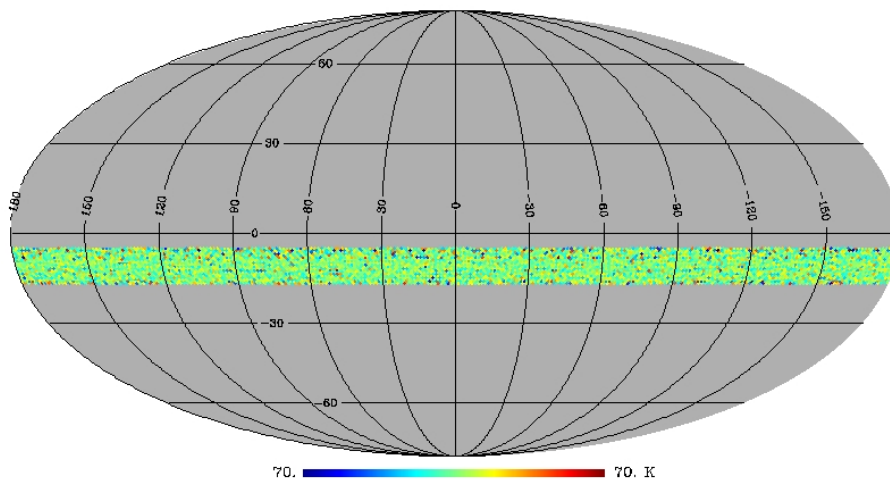
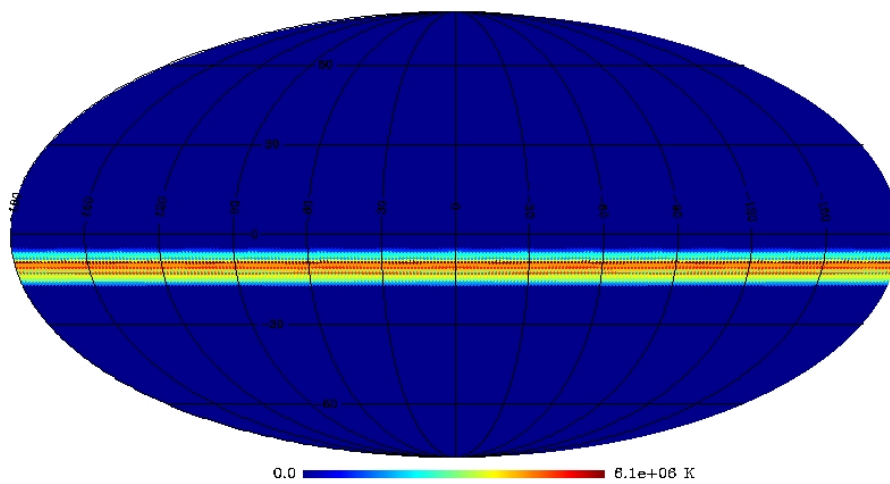


Figura 6.18 - Mapa de pesos simulado com 52 cornetas e 12 meses de observação
52horns_12months_ALL_sim_SkyTOD_Realisatio_fixed_weights_1110MHz



6.2 Testes de Separação de Componentes

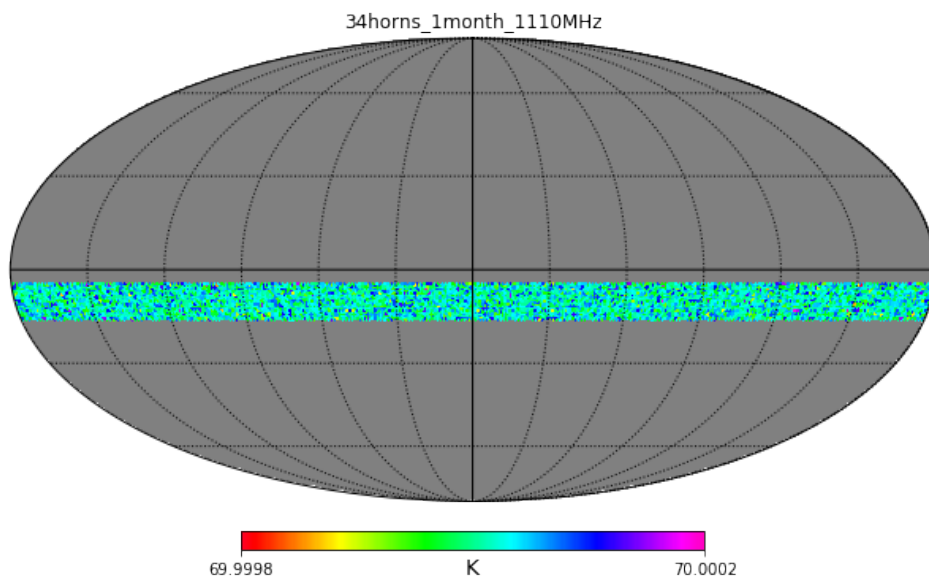
Nessa seção são apresentados os resultados preliminares do processo de separação de componentes: os espectros de potência do sinal recuperado e os índices utilizados para medir o desempenho da reconstrução. O método utilizado foi o GNILC, apresentado no Capítulo 3.

6.2.1 Mapas do Sinal Recuperado de HI

O processo de separação de componentes usando o GNILC inicia-se com a preparação dos mapas resultantes da simulação com a *pipeline* (*input maps*), dos mapas do modelo de emissão de HI nas mesmas frequências do anterior (*prior maps*) e da máscara que oculta os *pixels* não observados pelo BINGO (*mask*), ou seja, *pixels* fora da faixa de 15° centrada na declinação igual a -15° .

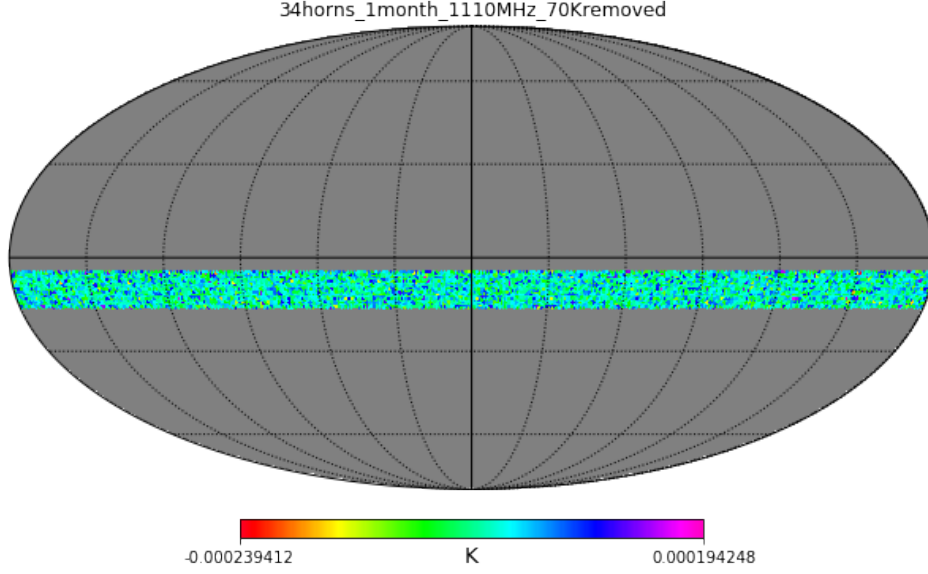
Antes de realizar a tentativa de recuperação do sinal, foi feita a remoção do nível de 70 K em todos os mapas de saída da *pipeline*. Na Figura 6.19 é apresentado um mapa simulado de observação com 34 cornetas e 1 mês em 1110 MHz antes da remoção do nível de 70 K (temperatura de sistema).

Figura 6.19 - Mapa da observação com 34 cornetas durante 1 mês



Na Figura 6.20 é apresentado o mesmo mapa porém com o nível de 70 K removido.

Figura 6.20 - Mapa da observação com 34 cornetas durante 1 mês sem o nível de 70 K



6.2.2 Índices de Desempenho

Conforme apresentado em Olivari (2018), existem dois índices para medir o desempenho do GNILC: N_{GNILC} e $N_{GNILC,abs}$. O primeiro é o somatório normalizado da diferença entre o espectros de potência do sinal de HI de entrada (modelo), $C_l^S(\nu_i)$, e do sinal de HI reconstruído $C_l^R(\nu_i)$,

$$N_{GNILC} = \frac{1}{N_l n_{ch}} \sum_i^{n_{ch}} \sum_l^{l_{max}} \frac{C_l^R(\nu_i) - C_l^S(\nu_i)}{C_l^S(\nu_i)}, \quad (6.1)$$

onde N_l é o número total de multipolos, dado por $N_l = 3 \times N_{SIDE} - 1$ e n_{ch} é o número de canais. Nas simulação apresentadas aqui, $N_l = 191$ e $n_{ch} = 10$. Vale observar que quando $N_{GNILC} < 0$ significa que ocorre uma subestimação do espectro de potência do sinal de HI.

O segundo índice é o somatório do módulo das diferenças normalizadas entre o espectro de potência de entrada (modelo), $C_l^S(\nu_i)$, e o espectro de potência reconstruído $C_l^R(\nu_i)$,

$$N_{GNILC,abs} = \frac{1}{N_l n_{ch}} \sum_i^{n_{ch}} \sum_l^{l_{max}} \left| \frac{C_l^R(\nu_i) - C_l^S(\nu_i)}{C_l^S(\nu_i)} \right|. \quad (6.2)$$

O resultado de $N_{GNILC,abs}$ é sempre positivo. A diferença entre o N_{GNILC} e o $N_{GNILC,abs}$ é que o primeiro mede a característica relativa do sinal recuperado estar sub ou sobrestimando o sinal de entrada (caso metade dos dados sobrestime o espectro de potência do modelo e a outra metade subestime, ambos na mesma medida, então $N_{GNILC} = 0$). Já o segundo mede a característica absoluta do espectro de potência reconstruído em relação ao espectro de potência de entrada (se metade dos dados sobrestima o espectro de potência de entrada e a outra metade subestima, ambos na medida de 1%, então $N_{GNILC,abs} = 1\%$). Em uma situação ideal, ambos os índices deveriam ser nulos.

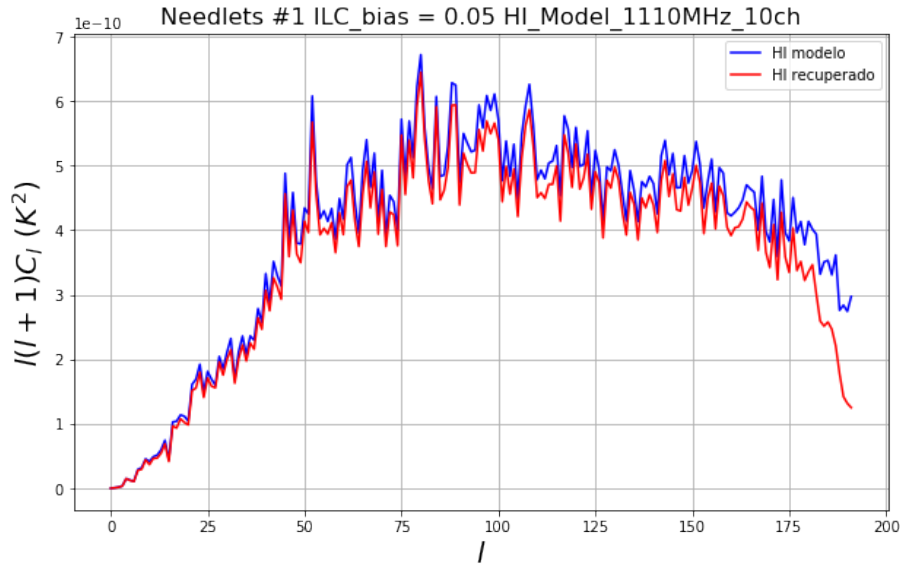
6.2.3 Resultados da Separação de Componentes

Nessa seção estão apresentados os resultados dos testes de separação de componentes. Detalhes sobre os parâmetros utilizados são encontrados na seção 5.1.

Teste de Consistência da ferramenta GNILC

Antes dos testes com os mapas produzidos pelas simulações de observação, foi realizada uma verificação de funcionamento da ferramenta de separação de componentes. Para isso, foi utilizado como entrada o mesmo mapa de HI empregado como *prior*, de forma que o espectro de potência recuperado deve ser semelhante ao espectro de HI de entrada. O teste foi feito usando o conjunto de *needlets* #1 e o ILC *bias* $b = 0,05$. A Figura 6.21 mostra a comparação entre os espectros de potência de HI de referência e recuperado.

Figura 6.21 - Teste de consistência da ferramenta GNILC.



Comparação entre os espectros de potência em 1110 MHz do modelo de HI e do sinal recuperado com 34 cornetas, 1 mês de observação, conjunto de *needlets* #1 e ILC bias = 0,05.

O resultado do teste do processo de recuperação do sinal de HI é satisfatório. O espectro de potência do sinal recuperado é ligeiramente inferior em todas as escalas angulares, conforme o esperado.

Em seguida, para tentar compreender a sensibilidade do método aos parâmetros conjunto de *needlets* e ILC *bias*, foram realizadas tentativas de recuperação nos cenários de 1 mês de observação e diferentes números de cornetas. Os resultados estão expressos em termos dos índices N_{GNILC} e $N_{GNILC,abs}$ e dos espectros de potência de HI recuperado e estimado por um modelo.

Resultados para 34 cornetas e 1 mês de observação

A tabela 6.1 apresenta os índices N_{GNILC} e $N_{GNILC,abs}$ calculados com o espectro de potência de HI recuperado em relação ao espectro de potência produzido pelo modelo de emissão de HI utilizado para a geração dos dados observacionais de emissão global simulada para 34 cornetas e 1 mês.

Tabela 6.1 - Índices de desempenho do GNILC para 34 cornetas e 1 mês de observação

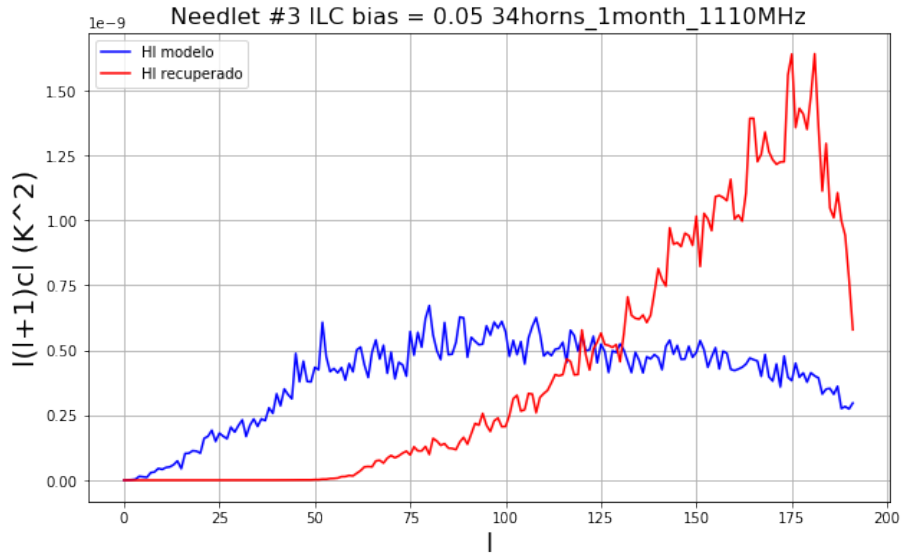
$N_{GNILC}(N_{GNILC,abs})$	ILC bias		
	0,001	0,01	0,05
Needlets #1	26,42% (120,10%)	26,34% (120,04%)	26,23% (119,99%)
Needlets #2	16,32% (115,76%)	16,22% (115,70%)	16,01% (115,57%)
Needlets #3	-1,42% (104,72%)	-1,61% (104,57%)	1,10% (101,60%)
Needlets #4	-20,37% (89,50%)	-20,46% (89,48%)	-20,33% (89,17%)

Uma informação possível de ser extraída da tabela 6.1 é que, dado um nível de localização no espaço harmônico (conjunto de *needlets*), uma variação da localização no espaço real (*ILC bias*) causa mudanças muito pequenas nos índices de desempenho. Porém, uma alteração no conjunto de *needlets*, leva a uma variação significativa dos mesmos.

A Figura 6.22 e a Figura 6.23 mostram uma comparação entre os espectros de potência do sinal recuperado e do sinal modelo do HI para o caso com 34 cornetas e 1 mês de observação.

Na Figura 6.22 foi utilizado o conjunto de *needlets* #3 ([0, 24, 48, 72, 96, 120, 144, 168, 191]) e um *ILC bias* $b = 0,05$.

Figura 6.22 - Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHz para 34 cornetas e 1 mês

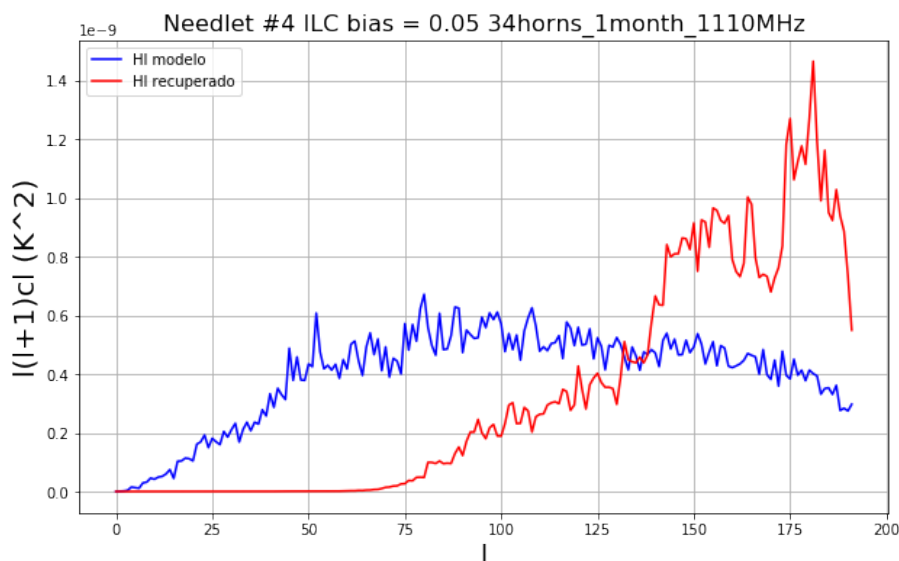


Comparação entre os espectros de potência em 1110 MHz do modelo de HI e do sinal recuperado com 34 cornetas, 1 mês de observação, conjunto de *needlets* #3 e ILC bias = 0,05.

Conforme apresentado anteriormente, um $N_{GNILC} < 0$ indica que o espectro de potência reconstruído subestima o espectro de potência do modelo de emissão de HI. Porém, se for feita uma análise por intervalos de multipolos l , isso só é verdade para $l \lesssim 125$. Para multipolos maiores, o espectro de potência recuperado supera o espectro do modelo, chegando a ser até cerca de 3 vezes maior. No intervalo $0 \leq l \lesssim 50$ o GNILC não recupera o sinal, mesmo com a seleção de um conjunto de *needlets* que incluía essa faixa de escala angular.

Na Figura 6.23 foi utilizado o conjunto de *needlets* #3 ([0, 12, 24, 36, 48, 60, 72, 84, 108, 120, 132, 144, 168, 170, 191]) e um ILC bias $b = 0,05$.

Figura 6.23 - Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHz para 34 cornetas e 1 mês



Comparação entre os espectros de potência em 1110 MHz do modelo de HI e do sinal recuperado com 34 cornetas, 1 mês de observação, conjunto de *needlets* #4 e ILC bias = 0,05.

A subestimação do sinal que se deseja recuperar tem duas possíveis explicações. A primeira é que o método sempre remove um percentual pequeno do sinal de HI junto com as demais componentes durante a separação. A segunda está na possibilidade dos resíduos das emissões astrofísicas serem anti-correlacionados com o sinal de HI, o que diminuiria a potência efetiva do sinal reconstruído. Com isso conclui-se que um estudo mais detalhado dos parâmetros utilizados no processo de separação de componentes precisa ser feito para otimizar a recuperação do sinal.

Resultados para 44 cornetas e 1 mês de observação

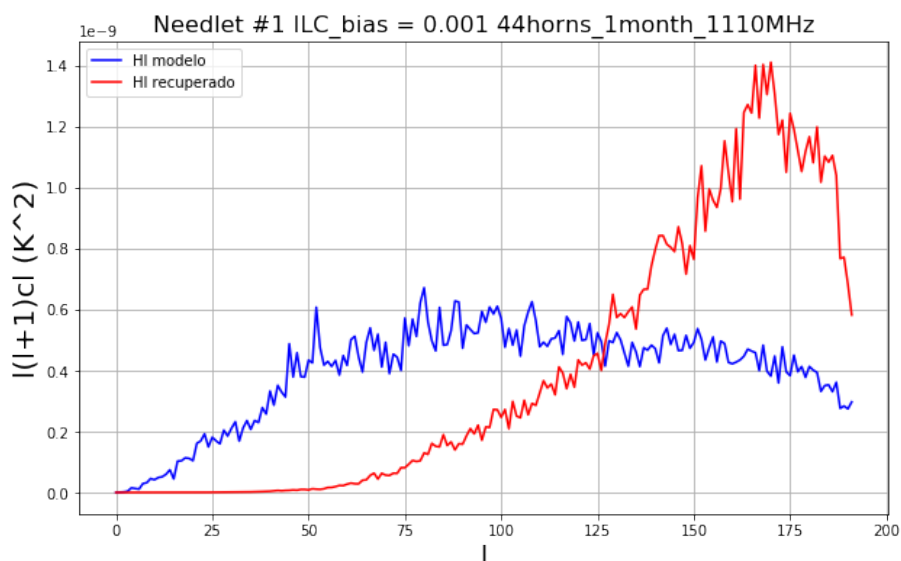
A tabela 6.2 mostra os índices obtidos do sinal recuperado para 44 cornetas e 1 mês de observação. Os resultados mostram que uma tentativa de aumento combinado na localização angular e real leva a uma piora do N_{GNILC} e a uma melhora do $N_{GNILC,abs}$. Com relação ao caso de 34 cornetas, ocorre uma diminuição na sobrestimação do sinal do modelo de HI.

Tabela 6.2 - Índices de desempenho do GNILC para 44 cornetas e 1 mês de observação

$N_{GNILC}(N_{GNILC,abs})$	ILC bias		
	0,001	0,01	0,05
Needlets #1	-2,61% (99,46%)	-2,69% (99,42%)	-2,80% (99,40%)
Needlets #2	-11,40% (95,94%)	-11,51% (95,90%)	-11,69% (95,86%)
Needlets #3	-25,71% (88,20%)	-25,84% (88,11%)	-25,10% (87,13%)
Needlets #4	-42,71% (81,18%)	-42,78% (81,17%)	-40,36% (78,92%)

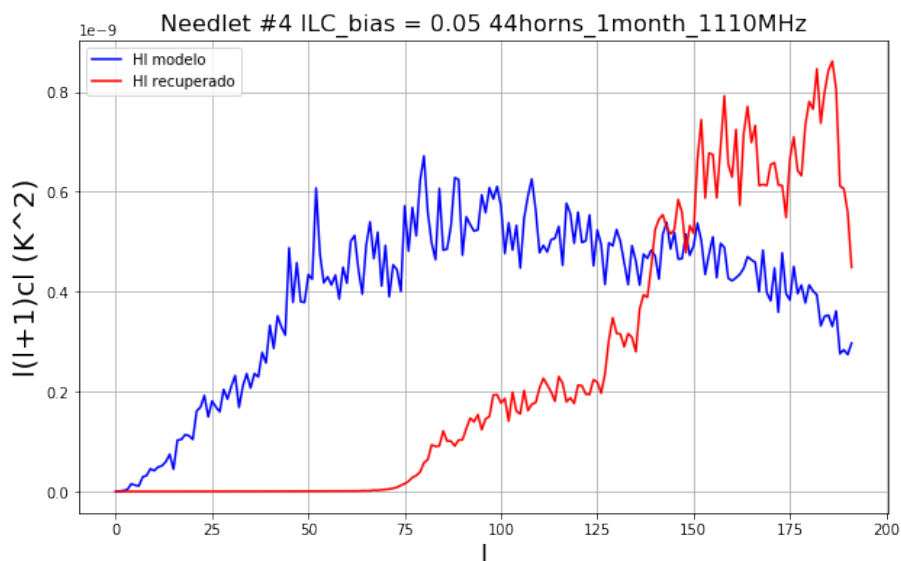
A Figura 6.24 e a Figura 6.25 mostram os espectros recuperados que apresentaram, respectivamente, melhores (mais próximos de 0) N_{GNILC} e $N_{GNILC,abs}$ para o caso com 44 cornetas.

Figura 6.24 - Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHz para 44 cornetas e 1 mês



Comparação entre os espectros de potência em 1110 MHz do modelo de HI e do sinal recuperado com 44 cornetas, 1 mês de observação, conjunto de *needlets* #1 e ILC bias = 0,001.

Figura 6.25 - Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHz para 44 cornetas e 1 mês



Comparação entre os espectros de potência em 1110 MHz do modelo de HI e do sinal recuperado com 44 cornetas, 1 mês de observação, conjunto de *needlets* #4 e ILC bias = 0,05.

Para o cenário com 44 cornetas o processo de recuperação do sinal de HI se mostrou mais eficiente do que para o com 34 cornetas. Porém, para baixos multipolos o sinal também não é recuperado nesse caso.

Resultados para 52 cornetas e 1 mês de observação

A tabela 6.3 mostra os índices obtidos do sinal recuperado para 52 cornetas e 1 mês de observação.

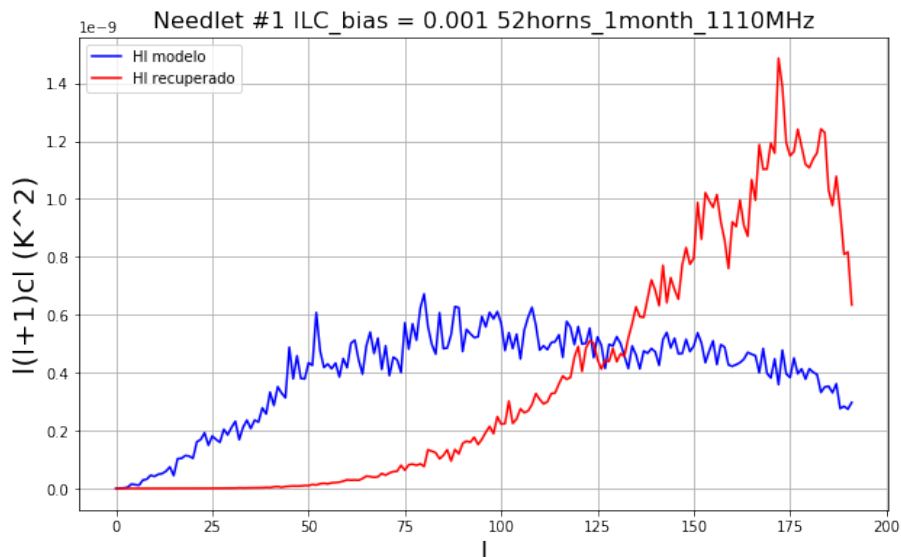
Tabela 6.3 - Índices de desempenho do GNILC para 52 cornetas e 1 mês de observação

$N_{GNILC}(N_{GNILC,abs})$	ILC bias		
	0,001	0,01	0,05
Needlets #1	-10,11% (94,16%)	-10,19% (94,13%)	-10,33% (94,08%)
Needlets #2	-18,53% (91,09%)	-18,62% (91,07%)	-18,77% (91,05%)
Needlets #3	-36,34% (88,50%)	-32,02% (84,59%)	-31,85% (84,16%)
Needlets #4	-47,40% (79,13%)	-47,45% (79,10%)	-45,20% (76,98%)

O índice N_{GNILC} apresenta uma piora com relação aos casos anteriores. Porém, o índice absoluto $N_{GNILC,abs}$ apresenta uma pequena melhora, chegando a 76,98 %. Ainda assim, o processo de separação com as configurações adotadas aqui ainda se mostra muito ineficiente. Para uma melhor análise, será necessário testar parâmetros diferentes dos que foram adotados aqui para a utilização do GNILC.

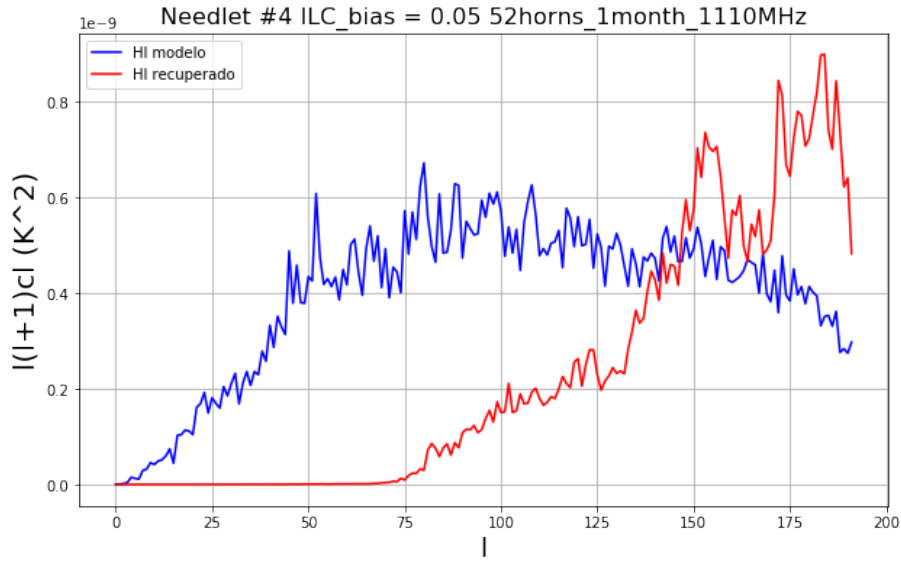
As Figura 6.26 e a Figura 6.27 mostram espectros de potência recuperado e do modelo de HI para diferentes parâmetros do GNILC. Na primeira foi utilizado o conjunto #1 de *needlets* [0, 96, 191] com um ILC *bias* $b = 0,001$. Na segunda, o conjunto #4 de *needlets* com um ILC *bias* $b = 0,05$.

Figura 6.26 - Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHz para 44 cornetas e 1 mês



Comparação entre os espectros de potência em 1110 MHz do modelo de HI e do sinal recuperado com 52 cornetas, 1 mês de observação, conjunto de *needlets* #1 e ILC *bias* = 0,001.

Figura 6.27 - Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHz para 52 cornetas e 1 mês

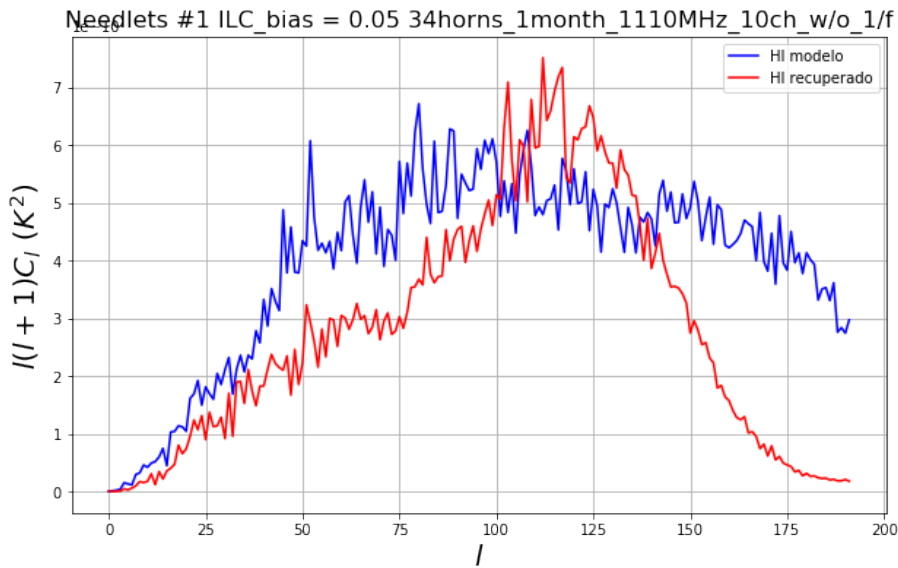


Comparação entre os espectros de potência em 1110 MHz do modelo de HI e do sinal recuperado com 52 cornetas, 1 mês de observação, conjunto de *needlets* #4 e ILC bias = 0,05.

Teste sem Ruído 1/f

Com intuito de verificar a influência do ruído 1/f no processo de separação de componentes, foi realizado um teste usando o mapa simulado para 34 cornetas e 1 mês de simulação. Os parâmetros GNILC utilizados foram o conjunto #1 de *needlets* e o ILC bias $b = 0,05$. A Figura 6.28 mostra a comparação entre o espectro de potência angular esperado e recuperado.

Figura 6.28 - Espectro de Potência do sinal de HI em 1110 MHz para 34 cornetas e 1 mês sem ruído 1/f



Comparação entre os espectros de potência em 1110 MHz do modelo de HI e do sinal recuperado com 34 cornetas, 1 mês de observação, sem ruído 1/5, usando o conjunto de *needlets* #1 e um ILC bias = 0,05.

Com esse teste é possível verificar o impacto do ruído 1/f na separação de componentes, principalmente em escalas angulares maiores.

6.3 Discussão dos Resultados

Do método de separação de componentes utilizado nesse trabalho (GNILC), entende-se que o aumento no número de *needlets* tem o efeito de aumentar a precisão de localização no espaço harmônico. Já um aumento na magnitude do ILC *bias* leva a um aumento na precisão de localização no espaço real (espaço de *pixels*), ou seja, em uma diminuição no número de *pixels* usado para calcular a matriz de covariância. Assim, um aumento na precisão de localização no espaço real equivale a uma diminuição na capacidade de detectar as variações existentes em grandes escalas.

As simulações desse trabalho foram feitas com 10 canais de frequência $n_{ch} = 10$. Esse parâmetro tem influência direta sobre a eficiência do GNILC, conforme Olivari et al. (2016). Com um número maior de canais, existe mais liberdade para o método comportar as componentes independentes de emissão sem comprometer a reconstrução do sinal procurado, que pode ser descrito pelos $n_{ch} - m$ graus de liberdade restantes. Porém, um aumento no número de canais está relacionado a um aumento

da amplitude do ruído térmico. Assim, existe um compromisso entre a melhora do processo de recuperação e a diminuição da sensibilidade σ_t do instrumento.

Conforme Harper et al. (2018), simular as observações considerando o ruído totalmente não correlacionado, ou seja, totalmente independente entre canais se apresenta como o pior caso para a separação de componentes. Assim, novas simulações com níveis maiores de correlação deverão ser feitas em trabalhos futuros.

O melhor valor obtido para o índice relativo N_{GNILC} foi 1,10%, na configuração com 34 cornetas, conjunto #3 de *needlets* ([0, 24, 48, 72, 96, 120, 144, 168, 191]) e ILC bias = 0,05. Esse resultado significa que praticamente metade dos dados estão superestimando e a outra metade subestimando o espectro do modelo de HI, com uma tendência de superestimativa de cerca de 1%.

O melhor valor obtido para o índice absoluto N_{GNILC} foi 76,98%, na configuração com 52 cornetas, conjunto #4 de *needlets* ([0, 12, 24, 36, 48, 60, 72, 84, 108, 120, 132, 144, 168, 170, 191]) e ILC bias = 0,05. Com esse resultado pode ser afirmar que a melhor estimativa obtida com os casos simulados difere cerca de 77 % do sinal que se deseja recuperar.

7 PRÓXIMAS ETAPAS

A principal referência desse trabalho, no sentido realizar todas as etapas da medida de um sinal, desde a produção de mapas de observação simulados até a recuperação do espectro de potência do HI, foi [Bigot-Sazy et al. \(2015\)](#). Porém, aqui foi utilizada a configuração mais atual do BINGO (projeto óptico) e o método de separação de componentes adotado foi o GNILC. Entendido o funcionamento da ferramenta de simulação de observação do BINGO, a mesma foi usada para produzir dados observacionais considerando diferentes tempos de operação (1, 6 e 12 meses) e números de cornetas (34, 44 e 52).

Os dados gerados na etapa anterior são equivalentes aos dados “brutos” produzidos pelo BINGO para cada canal de frequência. A partir deles é preciso recuperar o sinal cosmológico do HI, que permitirá medir as escalas das oscilações acústicas de bárions no intervalo $0,13 < z < 0,48$. Para isso foram feitos testes de separação de componentes usando a ferramenta GNILC.

Os testes de recuperação do sinal de HI não apresentaram resultados satisfatórios com os parâmetros adotados nessa dissertação. Assim, como continuação desse trabalho, para obter uma separação de componentes mais eficiente será necessário testar os seguintes itens:

- Diferentes números de canais $n_{ch} = 20, 30$ e 40 ([OLIVARI, 2018](#));
- Separação de componentes nas simulações de 6 e 12 meses de observação;
- Diferentes conjuntos de *needlets* e diferentes valores de ILC *bias*;
- Simulações com tempo de observação maior.

Além dos testes com o GNILC relacionados acima, também são considerados trabalhos futuros necessários os seguintes itens, no que diz respeito a ferramenta de simulação da operação do instrumento:

- Refinar modelo do ruído $1/f$, considerando um grau de correlação entre canais ([HARPER et al., 2018](#));
- Incluir medidas de RFI na faixa de frequência do BINGO ([PEEL et al., 2018](#));
- Incluir mapas de emissão de fontes puntiformes;

- Incluir modelagem do feixe com os dados reais produzidos pelos testes da corneta realizados no LIT (RAIMUNDI, 2018).

Por fim, pretende-se testar o simulador de observação HIDE&SEEK (AKERET et al., 2017) como alternativa à *pipeline* de Manchester.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ADDISON, G.; WATTS, D.; BENNETT, C.; HALPERN, M.; HINSHAW, G.; WEILAND, J. Elucidating λ cdm: impact of baryon acoustic oscillation measurements on the hubble constant discrepancy. **The Astrophysical Journal**, v. 853, n. 2, p. 119, 2018. 30

AGHANIM, N. et al. Planck 2018 results. vi. cosmological parameters. **arXiv preprint arXiv:1807.06209**, 2018. 11, 13

AKERET, J.; SEEHARS, S.; CHANG, C.; MONSTEIN, C.; AMARA, A.; REFREGIER, A. HIDE & SEEK: End-to-end packages to simulate and process radio survey data. **Astronomy and Computing**, v. 18, p. 8–17, jan. 2017. 140

AKOTO-DANSO, A.; MADJITEY, F. T.; PROVEN-ADZIRI, E.; ANSAH-NARH, T.; ATEMKENG, M. Processing hdf to fits image: Python pipeline mode. **IJCSN International Journal of Computer Science and Network**, v. 3, n. 4, 2014. 115

AKRAMI, Y. et al. Planck 2018 results. i. overview and the cosmological legacy of planck. **arXiv preprint arXiv:1807.06205**, 2018. 20, 26

ALPHER, R. A.; BETHE, H.; GAMOW, G. The origin of chemical elements. **Physical Review**, v. 73, p. 803–804, apr. 1948. 15

ARAUJO, J. C. N. de. The dark energy–dominated universe. **Astroparticle Physics**, v. 23, n. 2, p. 279–286, 2005. 9

BAHCALL, N. A. Hubble’s law and the expanding universe. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, v. 112, n. 11, p. 3173–3175, 2015. 12

BALANIS, C. A. **Antenna theory-analysis and design**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2005. 62

BATTYE, R.; BROWNE, I.; CHEN, T.; DICKINSON, C.; HARPER, S.; OLIVARI, L.; PEEL, M.; REMAZEILLES, M.; ROYCHOWDHURY, S.; WILKINSON, P.; ABDALLA, E.; ABRAMO, R.; FERREIRA, E.; WUENSCHÉ, A.; VILELLA, T.; CALDAS, M.; TANCREDI, G.; REFREGIER, A.; MONSTEIN, C.; ABDALLA, F.; POURTSIDOU, A.; MAFFEI, B.; PISANO, G.; MA, Y.-Z. Update on the BINGO 21cm intensity mapping experiment. **ArXiv e-prints**, oct. 2016. 59

Battye, R. A.; Browne, I. W. A.; Dickinson, C.; Heron, G.; Maffei, B.; Pourtsidou, A. H I intensity mapping: a single dish approach. **mnras**, v. 434, p. 1239–1256, sep. 2013. [72](#), [81](#)

BEATON, R. L.; Freedman, W. L.; Madore, B. F.; Bono, G.; Carlson, E. K.; Clementini, G.; Durbin, M. J.; Garofalo, A.; Hatt, D.; Jang, I. S.; Kollmeier, J. A.; Lee, M. G.; Monson, A. J.; Rich, J. A.; Scowcroft, V.; Seibert, M.; Sturch, L.; Yang, S.-C. The Carnegie-Chicago Hubble Program. I. An Independent Approach to the Extragalactic Distance Scale Using Only Population II Distance Indicators. **The Astrophysical Journal**, v. 832, p. 210, dec. 2016. [14](#)

BETOULE, M. et al. Improved cosmological constraints from a joint analysis of the sdss-ii and snls supernova samples. **Astronomy & Astrophysics**, v. 568, p. A22, 2014. [12](#), [13](#)

BIGOT-SAZY, M.-A.; DICKINSON, C.; BATTYE, R.; BROWNE, I.; MA, Y.-Z.; MAFFEI, B.; NOVIELLO, F.; REMAZEILLES, M.; WILKINSON, P. Simulations for single-dish intensity mapping experiments. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 454, n. 3, p. 3240–3253, 2015. [81](#), [97](#), [139](#)

BOWMAN, J. D.; ROGERS, A. E.; MONSALVE, R. A.; MOZDZEN, T. J.; MAHESH, N. An absorption profile centred at 78 megahertz in the sky-averaged spectrum. **Nature**, v. 555, n. 7694, p. 67, 2018. [79](#)

BULL, P.; FERREIRA, P. G.; PATEL, P.; SANTOS, M. G. Late-time cosmology with 21 cm intensity mapping experiments. **The Astrophysical Journal**, v. 803, n. 1, p. 21, 2015. [73](#)

CHIME. **Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment**. 2019. Available from: <http://chime-experiment.ca>. [74](#)

COC, A.; VANGIONI, E. Primordial nucleosynthesis. In: **14th International Symposium on Nuclei in the Cosmos (NIC2016)**. [S.l.: s.n.], 2017. p. 010102. [15](#), [16](#)

DEWDNEY, P.; TURNER, W.; MILLENAAR, R.; MCCOOL, R.; LAZIO, J.; CORNWELL, T. Ska1 system baseline design. **Document number SKA-TEL-SKO-DD-001 Revision**, v. 1, n. 1, 2013. [78](#)

DICKINSON, C. et al. The state-of-play of anomalous microwave emission (ame) research. **New Astronomy Reviews**, 2018. [86](#)

D'INVERNO, R. **Introducing Einstein's relativity**. Clarendon Press, 1992. ISBN 9780198596868. Available from:
<<https://books.google.com.br/books?id=8nw5fIWhkI4C>>. 5

DODELSON, S. **Modern cosmology**. Massachusetts, USA: Academic Press, 2003. 8, 15

DURRER, R. The cosmic microwave background: the history of its experimental investigation and its significance for cosmology. **Classical and Quantum Gravity**, v. 32, n. 12, p. 124007, 2015. 18

EISENSTEIN, D. J. et al. Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 633, p. 560–574, nov. 2005. 28

FIXSEN, D. J. The temperature of the cosmic microwave background. **Astrophysical Journal**, v. 707, p. 916–920, dec. 2009. 17, 89

FURLANETTO, S. R.; OH, S. P.; BRIGGS, F. H. Cosmology at low frequencies: the 21 cm transition and the high-redshift universe. **Physics Reports**, v. 433, n. 4-6, p. 181–301, 2006. 30

GAMOW, G. Expanding universe and the origin of elements. **Physical Review**, v. 70, p. 572–573, Oct 1946. Available from:
<<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.70.572.2>>. 15

HARPER, S.; DICKINSON, C.; BATTYE, R.; ROYCHOWDHURY, S.; BROWNE, I.; MA, Y.-Z.; OLIVARI, L.; CHEN, T. Impact of simulated 1/f noise for hi intensity mapping experiments. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 478, n. 2, p. 2416–2437, 2018. 92, 137, 139

HERON, G. A. **Baryon acoustic oscillations with integrated neutral gas observations - a novel approach to probing dark energy**. 123 p. Thesis (Ms in Science) — University of Manchester, Manchester, 2011. 10

HINSHAW, G. et al. Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: cosmological parameter results. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 208, n. 2, p. 19, 2013. 18, 20, 30

HOGG, D. W. Distance measures in cosmology. **arXiv preprint astro-ph/9905116**, 1999. 27

HUBBLE, E. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. **Proceedings of the National Academy of Science**, v. 15, p. 168–173, mar. 1929. 11

HYPERPHYSICS. **The Hydrogen 21-cm Line**. 2016. Available from: <<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quantum/h21.html>>. 34

INGEBRIGTSEN, T. A. **Using needlets to estimate the power spectrum**. Thesis (Ms in Science) — University of Oslo, Oslo, 2010. 103, 104

JELIC, V. **Cosmological 21cm experiments: Searching for a needle in a haystack**. PhD Thesis (PhD) — Kapteyn Astronomical Institute, University of Groningen, may 2010. 82

KASHIMA, S.; HAZUMI, M.; IMADA, H.; KATAYAMA, N.; MATSUMURA, T.; SEKIMOTO, Y.; SUGAI, H. Wide field-of-view crossed dragone optical system using anamorphic aspherical surfaces. **Applied Optics**, v. 57, n. 15, p. 4171–4179, 2018. 58

KOLENA, J. **The cosmic microwave background (CMB)**. 2019. Available from: <<http://webhome.phy.duke.edu/~kolena/cmb.htm>>. 89

KOVETZ, E. D. et al. Line-intensity mapping: 2017 status report. **arXiv preprint arXiv:1709.09066**, 2017. 52, 53, 54, 55, 73

KRAUS, J. D.; TIURI, M.; RÄISÄNEN, A. V.; CARR, T. D. **Radio astronomy**. Ohio: Cygnus-Quasar Books Powell, 1986. 60

MAARTENS, R.; ABDALLA, F. B.; JARVIS, M.; SANTOS, M. G. Overview of cosmology with the SKA. **Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)**, p. 16, apr. 2015. 77

MIT. **EDGES: Experiment to Detect the Global EoR Signature**. 2019. Available from: <<https://www.haystack.mit.edu/ast/arrays/Edges/>>. 79

MUKHANOV, V. **Physical foundations of cosmology**. Cambridge: Cambridge University Press, 2005. 3, 5

NASA. **Galactic Emission**. 2012. Available from: <https://asd.gsfc.nasa.gov/archive/arcade/science_galaxy.html>. 83

NRF/SARAO. **MeerKAT**. 2017. Available from: <<http://www.ska.ac.za/gallery/meerkat/>>. 76

OLIVARI, L. C. **Intensity mapping: a new approach to probe the large-scale structure of the universe**. PhD Thesis (PhD) — The University of Manchester, United Kingdom, 2018. [73](#), [96](#), [126](#), [139](#)

OLIVARI, L. C.; REMAZEILLES, M.; DICKINSON, C. Extracting H I cosmological signal with generalized needlet internal linear combination. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 456, p. 2749–2765, mar. 2016. [96](#), [98](#), [105](#), [136](#)

OLIVEIRA-COSTA, A. de; TEGMARK, M.; GAENSLER, B.; JONAS, J.; LANDECKER, T.; REICH, P. A model of diffuse galactic radio emission from 10 mhz to 100 ghz. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 388, n. 1, p. 247–260, 2008. [84](#), [87](#)

PEEL, M. W.; WUENSCH, C. A.; ABDALLA, E.; ANTON, S.; BAROSI, L.; BROWNE, I. W. A.; CALDAS, M.; C., D.; FORNAZIER, K. S. F.; MONSTEIN, C.; STRAUSS, C.; TANCREDI, G.; VILLELA, T. Baryon acoustic oscillations from integrated neutral gas observations: radio frequency interference measurements and telescope site selection. **Journal of Astronomical Instrumentation**, 2018. [68](#), [70](#), [71](#), [72](#), [139](#)

PENZIAS, A. A.; WILSON, R. W. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. **The Astrophysical Journal**, v. 142, p. 419–421, 1965. [17](#)

PERLMUTTER, S.; ALDERING, G.; GOLDHABER, G.; KNOP, R. A.; NUGENT, P.; CASTRO, P. G.; DEUSTUA, S.; FABBRO, S.; GOOBAR, A.; GROOM, D. E.; HOOK, I. M.; KIM, A. G.; KIM, M. Y.; LEE, J. C.; NUNES, N. J.; PAIN, R.; PENNYPACKER, C. R.; QUIMBY, R.; LIDMAN, C.; ELLIS, R. S.; IRWIN, M.; MCMAHON, R. G.; RUIZ-LAPUENTE, P.; WALTON, N.; SCHAEFER, B.; BOYLE, B. J.; FILIPPENKO, A. V.; MATHESON, T.; FRUCHTER, A. S.; PANAGIA, N.; NEWBERG, H. J. M.; COUCH, W. J.; PROJECT, T. S. C. Measurements of Ω and Λ from 42 H high-redshift supernovae. **The Astrophysical Journal**, v. 517, p. 565–586, jun. 1999. [9](#), [20](#)

PRICE, D. C. Spectrometers and polyphase filterbanks in radio astronomy. **arXiv preprint arXiv:1607.03579**, 2016. [40](#)

PRITCHARD, J. R.; LOEB, A. 21 cm cosmology in the 21st century. **Reports on Progress in Physics**, v. 75, n. 8, p. 086901, aug. 2012. [30](#), [32](#), [50](#)

- RAIMUNDI, L. dos R. **Diagramas de irradiação e perda de retorno da antena corneta do Projeto BINGO**. São José dos Campos, 2018. 30p. Relatório técnico. 62, 64, 65, 66, 140
- REMAZEILLES, M.; DELABROUILLE, J.; CARDOSO, J.-F. Foreground component separation with generalized internal linear combination. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 418, p. 467–476, nov. 2011. 96, 97
- RIESS, A. G.; MACRI, L. M.; HOFFMANN, S. L.; SCOLNIC, D.; CASERTANO, S.; FILIPPENKO, A. V.; TUCKER, B. E.; REID, M. J.; JONES, D. O.; SILVERMAN, J. M.; CHORNOCK, R.; CHALLIS, P.; YUAN, W.; BROWN, P. J.; FOLEY, R. J. A 2.4% determination of the local value of the hubble constant. **The Astrophysical Journal**, v. 826, n. 1, p. 56, jul 2016. 12, 13
- RIESS, A. G. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. **The Astronomical Journal**, v. 116, n. 3, p. 1009, 1998. 9, 20, 21
- SKA. **Square Kilometre Array**. 2019. Available from: <<https://www.skatelescope.org/>>. 78
- SWITZER, E. et al. Determination of $z \approx 0.8$ neutral hydrogen fluctuations using the 21 cm intensity mapping autocorrelation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 434, n. 1, p. L46–L50, 2013. 90
- TIANLAI. **The Tianlai Project - A Dark Energy Radio Observation Experiment**. 2017. Available from: <<http://tianlai.bao.ac.cn/>>. 75
- TIBBS, C. T.; PALADINI, R.; DICKINSON, C. On the limitations of the anomalous microwave emission emissivity. **Advances in Astronomy**, v. 2012, 2012. 86, 87
- WANG, F.; DAI, Z. G. Weak gravitational lensing effects on cosmological parameters and dark energy from gamma-ray bursts (research note). **Astronomy and Astrophysics**, v. 536, 12 2011. 24, 25
- WEINBERG, D. H.; MORTONSON, M. J.; EISENSTEIN, D. J.; HIRATA, C.; RIESS, A. G.; ROZO, E. Observational probes of cosmic acceleration. **Physics Reports**, v. 530, p. 87–255, sep. 2013. 20, 22, 25, 27, 29
- WU, F.; ZHANG, J.; WANG, Y.; CHEN, X.; SHI, H. Tianlai: a 21cm radio telescope array for bao and dark energy, status and progress. **ARISF**, 2016. 75

WUENSCHÉ, C. A.; COLLABORATION the B. The BINGO telescope: a new instrument exploring the new 21-cm cosmology window. **ArXiv e-prints**, mar. 2018. 60, 63, 67, 72, 74

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.