



Ministério da  
**Ciência e Tecnologia**



sid.inpe.br/mtc-m19/2011/02.10.18.55-TDI

**CALIBRAÇÃO DO MAPA DE EMISSÃO SÍNCROTRON  
DO RADIOTELESCÓPIO GEM UTILIZANDO OS  
DADOS DE TEMPERATURA ABSOLUTA DO  
EXPERIMENTO ARCADE 2**

Mariana Chinaglia

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo  
Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza, aprovada em 24 de fevereiro de 2011 .

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/39695E8>>

INPE  
São José dos Campos  
2011

**PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

**CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):****Presidente:**

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

**Membros:**

Dr<sup>a</sup> Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr<sup>a</sup> Regina Célia dos Santos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

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

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr. Horácio Hideki Yanasse - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

**BIBLIOTECA DIGITAL:**

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

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

Deicy Farabello - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

**REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

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

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

**EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Vivéca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da  
**Ciência e Tecnologia**



sid.inpe.br/mtc-m19/2011/02.10.18.55-TDI

**CALIBRAÇÃO DO MAPA DE EMISSÃO SÍNCROTRON  
DO RADIOTELESCÓPIO GEM UTILIZANDO OS  
DADOS DE TEMPERATURA ABSOLUTA DO  
EXPERIMENTO ARCADE 2**

Mariana Chinaglia

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo  
Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza, aprovada em 24 de fevereiro de 2011 .

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/39695E8>>

INPE  
São José dos Campos  
2011

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Chinaglia, Mariana .  
C441c Calibração do mapa de emissão síncrotron do radiotelescópio GEM utilizando os dados de temperatura absoluta do experimento ARCADE 2 / Mariana Chinaglia. – São José dos Campos : INPE, 2011.  
xxii+89 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2011/02.10.18.55-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2011.  
Orientador : Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza.

1. Radiação Cósmica de Fundo (RCF). 2. Síncrotron. 3. Cosmologia. I.Título.

CDU 52-624

---

Copyright © 2011 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2011 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

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

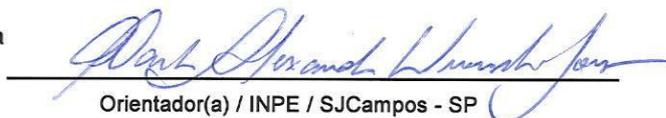
Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa



---

Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

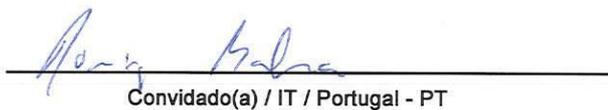
Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza



---

Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Domingos Barbosa



---

Convidado(a) / IT / Portugal - PT

Aluno (a): Mariana Chinaglia

São José dos Campos, 24 de fevereiro de 2011



*A meus pais Sueli e Samuel*



## AGRADECIMENTOS

Tentei escrever algumas linhas de agradecimento a meus pais, mas a mistura e intensidade dos bons sentimentos que tenho pelo simples fato de pensar neles me fazem chorar de tanta alegria e gratidão e nada consigo transcrever. Digo apenas: vocês foram e sempre serão incríveis. Agradeço ao amigo Carlos Alexandre Wuensche que sempre esteve ao meu lado durante os dois anos do mestrado me socorrendo nos mais diversos e engraçados momentos dentro e fora do INPE, além de ter sido meu orientador. Sem ele e todo o seu apoio, não poderia ter tido a oportunidade de realizar este trabalho. Quase não tenho palavras para agradecer toda a ajuda de minha amiga Camila Paiva Novaes. Ela foi extremamente paciente, solícita, me ouviu nas piores e melhores horas, participou de muitos momentos importantes da minha vida. Ajudou-me principalmente quando eu me desentendia com o computador. Dizem que ninguém é insubstituível, mas eu duvido que encontre alguém como você. Agradeço ao Raphael F. I. Gomes por todo carinho e muita paciência que teve não somente durante meu mestrado. Não importa o quão triste ou desesperada eu estivesse, bastava uma ligação para que, com suas palavras, tudo parecesse bem. Sua ajuda foi indispensável, assim como sua companhia. Agradeço ao grande amigo Dennis Bessada por todas as conversas, conselhos e ajudas. Agradeço as minhas amigas, Giovana Daló, Mariana Vidal e Luciana Camargo. Foi muito importante saber que podia contar com vocês, mesmo estando distante. Agradeço o carinho da minha família e da família do Raphael por desejarem sempre sucesso em meu caminho.



## RESUMO

A motivação deste trabalho é produzir um mapa de emissão síncrotron dentro de um intervalo de frequências ainda não mapeadas, de modo a auxiliar o processo de separação de *foregrounds* (contaminantes astrofísicos) na análise de dados da Radiação Cósmica de Fundo (RCF). No trabalho utilizamos os dados do experimento GEM (*Galactic Emission Mapping*), cujo processo de emissão dominante nas frequências medidas é o síncrotron. Seu mapa foi calibrado com o experimento Rhodes/HartRAO, no entanto, este radiotelescópio não possui uma calibração tão acurada quanto a calibração do experimento ARCADE 2 (*Absolute Radiometer for Cosmology, Astrophysics and Diffuse Emission*). Esse projeto de mestrado foi desenvolvido com o intuito de fazer uma segunda calibração no mapa de emissão Galáctica produzido com o radiotelescópio GEM, com medidas de temperatura (intensidade total) do experimento ARCADE 2. Foram utilizados os dados do GEM, que mede o céu na frequência de 2,3 GHz em potência total com resolução de  $\sim 2^\circ$  e do ARCADE 2 nas frequências de 3 GHz, 8 GHz e 10 GHz, todos com a mesma resolução angular ( $11,6^\circ$ ). O ARCADE 2 possui dois canais de observação para cada frequência, utilizados para produzir mapas de temperatura média que foram extrapolados em um mapa sintético de 2,3 GHz. Em seguida, degradamos o mapa do GEM (resolução de  $\sim 2^\circ$ ) para a resolução do ARCADE 2 (resolução de  $11,6^\circ$ ) e estudamos as diferenças entre os dois mapas. A partir desses dados geramos mapas combinados (utilizando os templates de 408 MHz de Haslam e de 23 GHz do WMAP 7 anos). A fim de fazer uma calibração melhor, o mapa GEM foi dividido em três regiões: plano Galáctico, região fora do plano Galáctico - com alta emissão, região fora do plano Galáctico - com baixa emissão. Comparações entre essas regiões no GEM e no ARCADE resultaram em 3 constantes de calibração. Após calibrado, o mapa GEM ficou com uma boa relação sinal/ruído na região do plano, 1,51597 e com relações mais baixas na região de baixa emissão fora do plano, 0,275537, e de alta emissão fora do plano, 0,279175. Esses resultados serão utilizados para produzir um novo template de emissão síncrotron.



# CALIBRATION OF THE GEM SYNCHROTRON EMISSION MAP USING THE ARCADE 2 EXPERIMENT DATA

## ABSTRACT

The motivation of this work is to produce a synchrotron emission map in a range of frequencies not yet well mapped, between 408 MHz and 23 GHz, in order to assist the foreground separation process on the data analysis of the Cosmic Microwave Background (CMB) radiation. We used the data from GEM (Galactic Emission Mapping) telescope, whose dominant processes in the frequencies measured is the synchrotron emission. Its map was calibrated with the Rhodes/HartRAO experiment. However, this radiotelescope is not as well calibrated as is the ARCADE 2 (*Absolute Radiometer for Cosmology, Astrophysics and Diffuse Emission*). Our goal is to make a second calibration in the Galactic emission map produced with the GEM radiotelescope using the ARCADE 2 experiment temperature data. We used the GEM experiment in 2,3 GHz with an angular resolution of  $\sim 2^\circ$  and the ARCADE 2 frequencies at 3 GHz, 8 GHz, and 10 GHz, all of them with an angular resolution of  $(11,6^\circ)$ . In order to do a better calibration, the GEM map was divided into three regions: Galactic plan, region outside the Galactic plan - with high emission, region outside the Galactic plan - with low emission. Comparisons between these regions in GEM and in ARCADE maps resulted in three calibration constants. Once calibrated, the GEM map was with a good signal to noise ratio in Galactic plan region, 1.51597, and lowest in the region of low emission outside the plan, 0.275537, and high emission outside the plan, 0.279175. These results will be used to produce a new template for synchrotron emission.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Espectro de temperatura da RCF. . . . .	9
1.2 Distorções previstas no espectro da RCF . . . . .	10
1.3 Espectros de potência obtidos com os dados do WMAP (preto), ACBAR (violeta), Boomerang (verde) e CBI (vermelho). A linha contínua é o espectro de potência do modelo LambdaCDM. . . . .	13
1.4 Espectro de potência do modo E de polarização $C_l^E$ diferendo para diferentes profundidades ópticas $\tau$ . O espectro é uma função do multipolo $l$ relacionado com a escala angular por $\theta \sim 180^\circ/l$ . O espectro de anisotropia de temperatura, $C_l^T$ também é mostrado a fim de comparação. . . . .	15
1.5 Espectro de potência do modo B de polarização, $C^B$ para três modelos com diferentes fundos de ondas gravitacionais liberadas na inflação. A amplitude é proporcional à potência de onda gravitacional medida através da razão de perturbações escalares e tensoriais, $r$ . Os espectros de anisotropia de temperatura, $C_l^T$ e do modo E de polarização, $C_l^E$ também são mostrados a fim de comparação. . . . .	16
2.1 Componentes da emissão Galáctica x frequência. A emissão síncrotron está representada em verde, a bremsstrahlung em marrom, poeira térmica em azul e poeira anômala em roxo. As linhas pontilhadas verticais correspondem às frequências de observação do experimento ARCADE. . . . .	17
2.2 Movimento helicoidal de uma partícula em um campo magnético uniforme	19
2.3 Distribuição angular da radiação emitida por uma partícula com aceleração perpendicular a velocidade quando esta é relativística. . . . .	20
2.4 Cone de emissão gerado nos pontos 1 e 2 por uma partícula acelerada. . . . .	20
2.5 Um elétron de massa $m_e$ passando por um campo Coulombiano gerado por um íon sofrerá um desvio em sua trajetória e uma consequente liberação de energia. . . . .	24
2.6 Fluxo de elétrons aproximando-se de um íon com a região anular representando a área que os elétrons atravessarão com parâmetro de impacto $b$ e espessura $db$ . . . . .	27
2.7 Espectro teórico do bremsstrahlung térmico contínuo. Note que existe um aumento gradual em direção a baixas frequências devido ao fator de Gaunt. . . . .	28

3.1	O projeto GEM conta com uma dupla proteção: uma grade concêntrica que ajuda a evitar a contaminação do solo e uma extensão do halo. . . . .	32
3.2	O projeto GEM possui um método de escaneamento azimutal, com o telescópio apontado a 30° do zênite, e girando a uma velocidade de cerca de 1 rpm, para observações na frequência de 2,3 GHz. . . . .	33
3.3	O ajuste das constantes de calibração foi obtido através de observações da Lua. Os mapas dessa figura projetam coordenadas polares em um <i>grid</i> celeste centrado na Lua. . . . .	35
3.4	Mapa com os primeiros dados obtidos no inverno ainda não processados para Colômbia (acima) e Brasil (abaixo). O sinal extremamente intenso e grande no mapa da Colômbia é proveniente do Sol. . . . .	35
3.5	Esquema geral do processamento dos dados do GEM em 2,3 GHz. . . . .	36
3.6	Mapa do GEM na frequência de 2,3 GHz. Esse mapa abrange a região de dados obtidos pela Colômbia e pelo Brasil (que corresponde a 69% do céu). . . . .	37
4.1	Esquema do instrumento ARCADE. Radiômetros criogênicos comparam as medidas do céu com um calibrador externo de corpo negro. As antenas e o calibrador externo são mantidos a aproximadamente 2,7 K. Não existem janelas ou outros objetos quentes entre a antena e o céu. As temperaturas são mantidas no topo do reservatório através do vapor de Hélio e tanques preenchidos com Hélio líquido, alimentado por canos no reservatório. . . . .	40
4.2	Da esquerda para a direita, são apresentados mapas do ARCADE nas frequências de 3, 8 e 10 GHz em coordenadas Galácticas e escala de temperatura em K. . . . .	41
4.3	Subconjunto dos dados brutos do voo do ARCADE 2 em 2006. . . . .	42
4.4	Na imagem de cima vemos a disposição das cornetas no disco giratório. A corneta de maior abertura é relativa à banda de frequência de 3 GHz. A corneta de 8 GHz encontra-se na parte superior da figura. A corneta menor, referente à banda de frequência de 90 GHz, está posicionada junto às cornetas de 10 e 30 GHz e não aparece na figura. Na imagem abaixo está um esquema com a localização do disco giratório e das cornetas no instrumento. . . . .	43
4.5	Mapas do ARCADE em coordenadas galácticas e temperatura em K para cada canal. De cima para baixo estão os mapas nas frequências utilizadas nesse trabalho de medida e de erro. . . . .	44

5.1	Mapa de emissão síncrotron do WMAP na banda K, 23 GHz. . . . .	46
5.2	Mapa de emissão Galáctica de Jonas et al. (1998) na frequência de 2,326 GHz. . . . .	47
5.3	Áreas do céu respectivas a cada instrumento utilizadas para a composição do mapa de emissão síncrotron do Haslam em 408 MHz. . . . .	48
5.4	Mapa de emissão Galáctica na frequência de 408 MHz. . . . .	49
5.5	Índice espectral da emissão bremsstrahlung como função da frequência e temperatura dos elétrons. As curvas de cima para baixo possuem temperaturas $T_e = (2; 4; 6; 8; 10; 12; 14; 16; 18; 20) \times 10^3$ K. . . . .	51
5.6	Template de emissão bremsstrahlung obtido por (FINKBEINER, 2003). em unidades de Rayleigh (R). . . . .	52
6.1	Distribuição dos pixels sobre a superfície da esfera feita pelo HEALPix. Movendo-se em sentido horário partindo da imagem superior do lado esquerdo a esfera está subdividida com a resolução referente ao $N_{side}=1, 2, 4, 8$ , e ao número total de pixels é $N_{pix}= 12 \times (N_{side})^2 = 12, 48, 192, 768$ . . . . .	54
6.2	De cima para baixo a figura apresenta a distribuição dos pixels em formato <i>ring</i> e <i>nest</i> . Ambos mapeiam a distribuição em duas dimensões de elementos discretos de área da esfera em um vetor com números inteiros de pixels em uma dimensão. O $N_{side}$ de ambos é igual a 2. . . . .	55
6.3	Mapas de emissão livre-livre calculado através da Equação 6.2 na temperatura de 7000 K para cada frequência utilizada. De cima para baixo temos o mapa em 2,3 , 3,15 e 3,41. . . . .	56
6.4	De cima para baixo, vemos os mapas de temperatura síncrotron associada à média das cornetas em 3 GHz e seu erro. . . . .	59
6.5	De cima para baixo, vemos os mapas de índice espectral e seu erro calculados através dos dados do Haslam 0,408 GHz e WMAP 23 GHz. . . . .	61
6.6	De cima para baixo, vemos os mapas do ARCADE sintético em 2,3 GHz e seu erro. . . . .	62
6.7	Mapa que mascara a região do plano Galáctico. Essa máscara foi utilizada para encontrar as regiões de alta e baixa emissão fora do plano Galáctico no mapa do GEM. . . . .	64
6.8	Essa figura foi produzida através do gráfico de <i>pixel X Intensidade</i> para o mapa do GEM na região fora do plano Galáctico. A linha vertical vermelha indica a temperatura média do mapa nessa região, que é 0,20. . . . .	64

6.9	Para encontrar constantes de calibração entre ARCADE e GEM, este último foi dividido em três regiões distintas: plano Galáctico, região com alta emissão fora do plano Galáctico e região com baixa emissão fora do plano Galáctico. . . . .	67
6.10	Para comparar ARCADE e GEM é necessário analisar apenas os pixels localizados na região comum entre ambos os mapas. As máscaras aqui apresentadas possibilitam que essa comparação seja feita entre cada uma das três regiões do GEM com as respectivas regiões no ARCADE, somente para pixels na intersecção. . . . .	68
6.11	De cima para baixo, vemos os mapas do ARCADE e do GEM na região de intersecção entre ambos. Essa é a região total que será comparada. . .	69
6.12	Nesse mapa as três regiões escolhidas para a calibração foram somadas. A temperatura não é real, é apenas ilustrativa para diferenciar o plano Galáctico, em vermelho, e os locais de alta e baixa emissão fora do plano Galáctico, representados respectivamente pelas cores verde e azul. . . . .	69
6.13	Para encontrar o erro associado a cada pixel do mapa do GEM a equação do radiômetro foi utilizada duas vezes: uma para a região do Brasil e outra para a da Colômbia. Para obter apenas a região com o número de observações do Brasil, aplicamos a máscara apresentada na primeira imagem, de cima para baixo, no mapa com o número total de observações (Brasil+Colômbia). A região apenas com o número de observações da Colômbia foi obtida aplicando-se ao mapa total a máscara mostrada na segunda imagem. O resultado dessas duas aplicações no mapa total de número de observações é mostrado respectivamente na terceira e quarta imagem, de cima para baixo. . . . .	70
6.14	Na primeira imagem, de cima para baixo, desta figura está o mapa total com o número de observações na região do Brasil e da Colômbia. O mapa erro da Colômbia foi somado ao mapa erro do Brasil resultando em um mapa erro total que abrange a mesma região do mapa GEM na frequência de 2,3 GHz, como mostrado na segunda imagem desta figura. . . . .	71
7.1	Os mapas acima apresentam, respectivamente, o resultado final da calibração do mapa do GEM na frequência de 2,3 GHz e seu mapa de erro. .	74
7.2	Através do mapa com a relação sinal-ruído do GEM calibrado pode-se notar que essa relação é muito alta para a região do plano e baixa para a região fora deste. . . . .	75

7.3	Gráfico Intensidade x Frequência da temperatura média dos mapas Haslam 408 MHz, GEM 2,3 GHz, ARCADE 3,3; 8; 9,72 GHz e WMAP 23 GHz na região do plano. A linha vermelha corresponde a um índice espectral $\beta = -2.6$ e a verde a um índice $\beta = -3.1$ e são limites teóricos para a inclinação do índice espectral encontrados em Hinshaw et al. (2007). A barra de erros do mapa em 408 MHz foi dividida por 100 para uma visualização melhor de todos os mapas. . . . .	76
7.4	Gráfico Intensidade x Frequência da temperatura média dos mapas Haslam 408 MHz, GEM 2,3 GHz, ARCADE 3,3; 8; 9,72 GHz e WMAP 23 GHz na região fora do plano. A linha vermelha corresponde a um índice espectral $\beta = -2.6$ e a verde a um índice $\beta = -3.1$ e são limites teóricos para a inclinação do índice espectral encontrados em Hinshaw et al. (2007). A barra de erros do mapa em 408 MHz foi dividida por 10 para uma visualização melhor de todos os mapas. . . . .	77
7.5	Dados do mapa do GEM calibrado na região do plano. As barras azuis delimitam a temperatura aproximada mínima e máxima esperada teoricamente. . . . .	79
7.6	Dados do mapa do GEM calibrado na região de baixa emissão fora do plano. As barras azuis delimitam a temperatura aproximada mínima e máxima esperada teoricamente. . . . .	80
7.7	Dados do mapa do GEM calibrado na região de alta emissão fora do plano. As barras azuis delimitam a temperatura aproximada mínima e máxima esperada teoricamente. . . . .	81



## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Projeto GEM em 2,3 GHz . . . . .	34
5.1 Características do WMAP . . . . .	45
5.2 Características do Jonas . . . . .	47
5.3 Características do Haslam . . . . .	49
5.4 Algumas características de instrumentos de baixa frequência . . . . .	50
5.5 Características do Finkbeiner . . . . .	51
6.1 Constantes de calibração . . . . .	65
7.1 Dados do mapa GEM calibrado . . . . .	73
7.2 Média e variância dos mapas GEM, Haslam extrapolado para a frequência de 2,3 GHz e Jonas em 2,326 GHz . . . . .	77
7.3 Média e variância dos mapas GEM e ARCADE extrapolado para a frequência de 2,3 GHz . . . . .	78
8.1 Momentos de dipolo e multipolos . . . . .	84



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 Breve história térmica do universo . . . . .	1
1.2 Nucleossíntese primordial . . . . .	1
1.3 Recombinação . . . . .	2
1.4 Formação das primeiras estruturas . . . . .	3
1.5 Radiação Cósmica de Fundo (RCF) . . . . .	5
<b>2 EMISSÕES GALÁCTICAS</b> . . . . .	<b>17</b>
2.1 Emissão Síncrotron . . . . .	18
2.1.1 Emissão síncrotron Galáctica. . . . .	22
2.2 Emissão Bremsstrahlung . . . . .	23
2.2.1 Emissão Bremsstrahlung Galáctica . . . . .	27
2.3 Emissão térmica de poeira . . . . .	28
2.4 Emissão anômala . . . . .	29
<b>3 PROJETO GEM</b> . . . . .	<b>31</b>
3.1 Mapa em 2,3 GHz . . . . .	33
<b>4 PROJETO ARCADE</b> . . . . .	<b>39</b>
4.1 Dados do ARCADE . . . . .	41
<b>5 MAPAS AUXILIARES</b> . . . . .	<b>45</b>
5.1 WMAP . . . . .	45
5.2 Jonas . . . . .	46
5.3 Haslam . . . . .	47
5.4 Finkbeiner . . . . .	49
<b>6 ANÁLISE DOS MAPAS</b> . . . . .	<b>53</b>
6.1 Mapa do ARCADE em 3,28 GHz . . . . .	54
6.2 Separação de regiões . . . . .	60
6.3 Cálculo do mapa de erro do GEM . . . . .	65
<b>7 RESULTADOS</b> . . . . .	<b>73</b>

<b>8 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS</b> . . . . .	<b>83</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> . . . . .	<b>85</b>

# 1 INTRODUÇÃO

Pode-se dizer que a cosmologia e a astronomia seguem a condição de Tântalo: podemos olhar, mas não tocar; observar, mas não experimentar (PEEBLES, 2009). No entanto, a tecnologia atual nos permite realizar uma quantidade considerável de observações do universo, e então, compete aos astrônomos e astrofísicos tentar explicar, de modo plausível, os fenômenos associados às mesmas.

Neste capítulo apresentamos uma introdução teórica da formação do universo de maneira geral e depois entramos em detalhes sobre a Radiação Cósmica de Fundo (RCF).

## 1.1 Breve história térmica do universo

Acredita-se que logo após o *Big Bang* o universo tenha passado por um período inflacionário (cerca de  $10^{-35}$  s), sofrendo uma expansão da ordem de  $e^{50}$  vezes. O cenário inflacionário completo foi fornecido, primeiramente, por A. H. Guth (GUTH, 1981), no início da década de 1980.

Após a inflação, começou a era da cosmologia padrão, o chamado *Hot Big Bang*. O universo continha pares de partículas e anti-partículas, incluindo quarks e léptons, misturados com fótons. Cada partícula colidia rapidamente uma com a outra. O universo era tão denso que até mesmo os neutrinos e anti-neutrinos, que normalmente não sofrem espalhamento, eram mantidos em equilíbrio térmico por rápidas colisões nos primeiros segundos do universo (PARTRIDGE, 1995). A densidade numérica de cada tipo de partícula era aproximadamente a mesma, sendo essa igualdade mantida através de relações de criação e aniquilação, como  $X + \bar{X} \rightarrow \gamma + \gamma$ . Interações acoplavam a matéria com o campo de radiação, mantendo o universo em um estado de equilíbrio térmico aproximadamente perfeito. Os fótons de altas energias asseguravam que átomos ou núcleos produzidos fossem destruídos imediatamente.

## 1.2 Nucleossíntese primordial

Com a expansão do universo, sua temperatura e sua densidade foram diminuindo e, então, o acoplamento entre matéria e radiação ficou cada vez menos intenso. Partículas que interagem fracamente desacoplaram quando a temperatura ( $T$ ) expressa em unidades de energia ( $E$ ) era um pouco maior que sua energia de repouso.

Quando a temperatura caiu para poucos milhares de MeV, os quarks livres se combinaram para formar hadrões, incluindo particularmente prótons e nêutrons. A evolução subsequente do universo envolveu partículas, energias e processos que podem ser estudados nos nossos laboratórios e, portanto, possuem um suporte experimental melhor.

Para que núcleos de qualquer átomo, mais pesados que o  $^1\text{H}$ , se formem, deve haver uma combinação entre nêutrons e prótons. O primeiro passo nesse processo foi a formação de deutério através da reação  $n + p \rightarrow d + \gamma$ . Até que a temperatura do universo caísse para aproximadamente  $10^9$  K, a abundância de deutérios era muito baixa. Após  $t \sim 100$  s, quando a temperatura caiu abaixo dos  $10^9$  K, a reação procedeu como mostrado para produzir deutérios. Essencialmente, todos os nêutrons em  $t \leq 100$  s foram incorporados em um núcleo e, então, estabilizados. Deutérios, no entanto, são fracamente ligados. Assim, reações nucleares subsequentes (tais como  $d + d \rightarrow ^3\text{He} + n$ ;  $^3\text{He} + d \rightarrow ^4\text{He} + p$ ) rapidamente converteram a maioria dos núcleos de deutérios em núcleos mais estáveis de  $^4\text{He}$ . Mas,  $^4\text{He}$  e  $^1\text{H}$  não foram os únicos núcleos que emergiram do *Big Bang*. Traços de  $^7\text{Li}$  foram produzidos, e traços de alguns outros núcleos que serviram de base para a formação do  $^4\text{He}$ , como deutério e  $^3\text{He}$ , ainda se mantiveram (PARTRIDGE, 1995). Aproximadamente  $10^{11}$  s após a nucleossíntese primordial, começaram a se formar átomos neutros. Esse processo foi chamado de Recombinação e é apresentado em mais detalhes na próxima seção.

### 1.3 Recombinação

Os núcleos citados na seção 1.2 foram formados durante  $t \sim 0,01$  s e  $t \sim 200$  s. Os átomos neutros formaram-se muito tempo depois, em  $t \sim 10^{13}$  s. Antes da recombinação, o grande número de elétrons livres espalhava os fótons através do espalhamento Thompson,  $\sigma_T = 6,65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$ . Depois da recombinação houve o desaparecimento dos elétrons livres e o único processo de espalhamento era por H neutro, que possui uma seção de choque muito menor. Dessa maneira, o acoplamento entre matéria e radiação tornou-se cada vez menos significativo. O período de recombinação, em termos de redshift, foi de aproximadamente  $\Delta z \sim 1,37$  (JAROSIK et al., 2010) até que, ao final, houve o desacoplamento completo (PARTRIDGE, 1995). A hipersuperfície em que os fótons foram espalhados pela última vez é conhecida como superfície de último espalhamento. Com isso, o livre caminho médio dos fótons aumentou de tal maneira que eles puderam chegar até nós trazendo informações do Universo, saindo de um redshift  $z = 1090,89_{-0,69}^{+0,68}$  (JAROSIK et al., 2010). Esses fótons

constituem a chamada Radiação C3smica de Fundo (RCF).

#### 1.4 Forma33o das primeiras estruturas

Ap33s a recombina33o, o universo ficou praticamente neutro e entrou no per33odo denominado idade das trevas, que terminou quando as primeiras estrelas come33aram a se formar ( $t \sim 2 \times 10^8$  anos). A estrutura atual do universo pode ter se originado, em 33pocas remotas, a partir de pequenas flutua333es de densidade qu33nticas. Os mecanismos que governam o crescimento das flutua333es s33o diferentes antes e depois do per33odo de recombina33o. "Crescimento" significa um aumento no valor de  $\Delta\rho(\vec{r})/\bar{\rho}$ , em que  $\bar{\rho}(\vec{r})$  33 a densidade m33dia de fundo e

$$\frac{\Delta\rho(\vec{r})}{\bar{\rho}(\vec{r})} = \frac{\rho(\vec{r}) - \bar{\rho}(\vec{r})}{\bar{\rho}(\vec{r})} \quad (1.1)$$

33 o excesso de densidade em uma flutua333o particular. A raz33o  $\Delta\rho(\vec{r})/\rho(\vec{r})$  33 a amplitude da perturba333o de densidade.

O mecanismo para que  $\Delta\rho(\vec{r})$  aumente 33 a gravidade: perturba333es de densidade positivas cont33m excesso de massa e, portanto, tendem a contrair. Em contraposi333o 33 gravidade, est33 a press33o adicional ao excesso de mat33ria. Portanto, para um fluido est33tico existe um comprimento de escala, abaixo do qual perturba333es n33o podem crescer e acima do qual a gravidade ganha fazendo com que  $\Delta\rho$  aumente. Esse comprimento de escala 33 o comprimento de Jeans apresentado na Equa333o 1.2 (derivado, por exemplo, em Partridge (1995)).

$$l_j = c_s \left( \frac{\pi}{G\rho} \right)^{1/2} = \left( \frac{\pi kT}{G\rho m} \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

Em que  $c_s$  33 a velocidade do som em um g33s n33o relativ33stico com part33culas de massa  $m$  em uma temperatura  $T$ .  $G$  e  $k$ , doravante, s33o a constante gravitacional de Newton e a constante de Boltzmann, respectivamente. J33 que uma quantidade maior ou aproximadamente 90% dos 33tomos no Universo s33o de  $^1\text{H}$ , pode-se fazer  $m = m_p$ , a massa do pr33ton. Correspondente 33 essa escala tem-se a massa de Jeans.

$$M_j \propto l_j^3 \rho \propto \rho^{-1/2} T^{3/2} \quad (1.3)$$

Perturbações de densidade com massa  $< M_j$  oscilam ao invés de crescerem. Perturbação de densidade maior que essa massa eram livres para crescer, ou aumentar em amplitude após a recombinação, mas não necessariamente antes.

Em um fluido estático o crescimento das perturbações de densidade com escalas  $> l_j$  é exponencial no tempo. O crescimento gravitacional de  $\Delta\rho/\rho$  era uma lei de potência no tempo. De fato, para uma expansão em um Universo dominado por matéria,

$$\Delta\rho/\rho \propto (z + 1)^{-1} \quad (1.4)$$

em que  $z$  é o redshift.

Entretanto, se o universo fosse puramente bariônico, o tempo decorrido entre o desacoplamento e os dias atuais não seria suficiente para formar as estruturas como as conhecemos, com estrelas, galáxia e aglomerados de galáxias. A solução para este problema surgiu de algumas análises como a descrita abaixo.

Os aglomerados possuem massa entre as galáxias que os constituem. Para calcular a massa gravitacional total de um aglomerado necessária para mantê-lo unido, devemos aplicar o teorema do Virial neste sistema, assumindo que ele esteja em equilíbrio. O resultado é:

$$M = \frac{R_c v^2}{G} \quad (1.5)$$

Em que  $v^2$  é a velocidade quadrática média das galáxias dentro do aglomerado e  $R_c$  é o raio do mesmo. A massa dos aglomerados calculada dessa maneira é  $10^{47} - 10^{48}$  g, possuindo, na maioria dos casos, uma ordem de grandeza maior do que a soma das massas individuais das galáxias observadas. Estimativas das massas do gás quente intergaláctico detectado em alguns aglomerados mostram que ele não consegue compensar essa discrepância. Além disso, não parece haver estrelas suficientes no meio intergaláctico para que a massa dos aglomerados aumente até o valor calculado através da expressão 1.5. É sugerida, então, a existência de alguma forma de matéria escura. O primeiro a fazer estudos das massas entre aglomerados e que sugeriu a existência de matéria escura foi [Zwicky \(1937\)](#).

A matéria escura não interage com o campo de radiação. Flutuações de densidade produzidas a partir de aglomeração de matéria escura podem começar a crescer muito antes do desacoplamento, assim que o universo passa da era dominada por radiação para a era dominada pela matéria (cerca de 10.000 anos após o Big Bang).

Sendo assim, uma hipótese para que as flutuações primordiais tivessem crescido o suficiente para formar o universo atual seria a de que as flutuações de matéria escura teriam evoluído, formando 'halos' após a recombinação. Dessa maneira, os bárions seriam atraídos para o poço de potencial desses "halos", contribuindo para a formação das galáxias.

A formação das estrelas quentes e luminosas reionizou o meio intergaláctico. Dessa maneira, é possível estabelecer uma relação direta entre a RCF e a formação de galáxias: com a reionização do meio, os fótons novamente sofrem espalhamento Thompson.

## 1.5 Radiação Cósmica de Fundo (RCF)

A RCF foi observada pela primeira vez por Penzias e Wilson (PENZIAS; WILSON, 1965), que, inicialmente, não sabiam a origem daquela radiação isotrópica detectada em seus instrumentos. Ela já havia sido prevista por Gamow (Gamow, 1948), e por Alpher e Herman (ALPHER et al., 1948), mas foram Dicke e colaboradores (DICKE et al., 1965) que deram uma explicação cosmológica sobre sua origem.

Vejamos, primeiramente, como a RCF tornou-se um espectro de corpo negro.

Átomos neutros interagem pouco com a RCF, portanto o Universo é transparente hoje para os comprimentos de onda usados nos estudos de seus fótons. Em épocas remotas, quando existia um acoplamento entre matéria e radiação, o processo envolvido era o espalhamento Thomson. Esse processo muda a direção do fóton sem mudar sua frequência; então apenas o espalhamento Thomson não poderia ter estabelecido um espectro térmico. Para isso é preciso olhar um pouco antes na história do Universo e encontrar condições apropriadas para a formação de um espectro térmico.

Em  $z \leq 10^9$ , essencialmente três processos físicos poderiam criar fótons ou alterar suas energias:

- Bremsstrahlung Térmico: deflexão de elétrons por partículas carregadas positivamente e, portanto, depende da densidade bariônica.

- Espalhamento Compton: elétrons espalham fótons mudando sua energia, portanto depende da energia dos elétrons assim como de sua densidade numérica.

- Espalhamento Compton Radiativo: um segundo fóton é produzido na colisão elétron-próton, portanto depende da energia dos elétrons assim como de sua densidade numérica.

Qualitativamente, todos esses mecanismos eram mais efetivos em grandes redshifts quando a densidade e temperatura das partículas eram maiores.

O espalhamento Compton sozinho poderia produzir equilíbrio cinético entre os elétrons e os fótons que eles espalhavam em uma escala de tempo dada por (PARTRIDGE, 1995):

$$t_c = \frac{m_e c}{n_e \sigma_T k T_e} \approx 1,1 \times 10^{28} \left( \frac{2,7}{T_0} \right) \left( \frac{T}{T_e} \right) (\Omega_b h^2)^{-1} (z+1)^{-4} s \quad (1.6)$$

em que  $m_e$  e  $n_e$  são a massa e a densidade numérica dos elétrons respectivamente,  $\Omega_b$  é a densidade bariônica,  $T$  é a temperatura da radiação,  $\sigma_T$  é a seção de choque de Thomson,  $T_e$  é a temperatura do elétron e, para todo o decorrer do texto,  $h$  é a constante de Planck. Essa escala de tempo era menor relativa à escala de tempo de expansão do Universo. Então, equilíbrio cinético poderia ser produzido para:

$$z_c \geq 2,2 \times 10^4 \left( \frac{T}{T_e} \right)^{1/2} (\Omega_b h^2)^{-1/2} \quad (1.7)$$

Não há necessidade de criar fótons adicionais para estabelecer o equilíbrio cinético, pois o espalhamento Compton, assim como o Thomson, preservam o número de fótons.

O espectro de um campo de radiação com um número fixo de fótons em equilíbrio cinético com a matéria, é um espectro de Bose-Einstein. Então, o número de ocupação dos fótons é:

$$\eta = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_e} + \mu\right) - 1} \quad (1.8)$$

a quantidade  $\mu$  é o potencial químico, que é zero pois tratam-se de fótons.

Portanto, em qualquer redshift maior que  $z_c$  dado em 1.7, um espectro arbitrário teria relaxado para a forma de Bose-Einstein dada em 1.8.

Apenas para fins de esclarecimento, a expressão geral para o potencial químico quando este não é, ou não tende a, zero é derivada no artigo de [Burigana et al. \(1991\)](#) e é dada por:

$$\frac{d\mu}{dt} = -\frac{1,7}{\phi(\mu)M(\mu)} \int_0^\infty \left[ \left( \frac{\partial\eta}{\partial t} \right)_B + \left( \frac{\partial\eta}{\partial t} \right)_{RC} \right] x_e^2 dx_e \quad (1.9)$$

com,  $x_e \equiv h\nu/kT$  e,

$$\phi(\mu) = \frac{1}{2,404} \int_0^\infty \frac{x_e^2 dx_e}{\exp(x_e + \mu) - 1} \quad (1.10)$$

$$M(\mu) = 3 \frac{d \ln f(\mu)}{d\mu} - \frac{4 d \ln \phi(\mu)}{d\mu} \quad (1.11)$$

$$f(\mu) = \frac{1}{6,494} \int_0^\infty \frac{x_e^3 dx_e}{\exp(x_e + \mu) - 1} \quad (1.12)$$

Em 1.9,  $(\partial\eta/\partial t)_B$  é a taxa de produção de novos fótons pelo processo bremsstrahlung e  $(\partial\eta/\partial t)_{RC}$  a taxa correspondente para o processo Compton radiativo. A solução para as equações (1.9)-(1.12) encontrada em [Burigana et al. \(1991\)](#), mostra que  $\mu \rightarrow 0$  para redshifts acima de um valor limite

$$z_{th} \sim 1,5 \times 10^6 \mu_0^{0,11} (\Omega_b h^2)^{-0,39}, \quad (1.13)$$

em que  $\mu_0$  especifica o potencial químico inicial, assume-se que não seja muito grande ( $\mu_0 < 1$ ).

Não importa qual era a forma do espectro de radiação em  $z > z_{th}$ , pois, até  $z_{th} \simeq 10^6 - 10^7$ , ele adquire um espectro térmico de corpo negro. Esse intervalo de tempo corresponde a uma época de aproximadamente 8 semanas depois do big-bang. Então,

o gás de fótons apresentava um espectro de corpo negro com intensidade dada pela lei de Planck (DODELSON, 2003):

$$I_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.14)$$

em que, doravante,  $c$  é a velocidade da luz e  $\nu$  a frequência. Na época da superfície de último espalhamento o fator de escala,  $a$ , era menor do que é hoje, então, o comprimento de onda do fóton também era menor e conseqüentemente sua energia deveria ser maior por um fator de  $1/a$ . Esse argumento implica que a temperatura do campo de radiação como função do tempo seja:

$$T(t) = T_0/a(t) \quad (1.15)$$

Lembrando da expressão  $1 + z = 1/a(t)$ , temos que:

$$T(t) = T_0(1 + z) \quad (1.16)$$

Após o desacoplamento, não houve interação significativa entre o campo de radiação e a matéria, portanto, os fótons ainda apresentariam um espectro de corpo negro. Ao longo do tempo, a única coisa que variaria seria a sua temperatura, e, portanto, somente o pico do espectro se deslocaria, mantendo a distribuição de Planck.

O FIRAS (*Far InfraRed Absolut Spectrophotometer*), um dos experimentos que compunham o satélite COBE (*Cosmic Background Explorer*), mostrou que a RCF possui um espectro de corpo negro nas frequências entre  $\sim 60$  GHz a  $\sim 600$  GHz com uma temperatura de  $2.725 \pm 0.001$  K (FIXSEN; MATHER, 2002)(BENNETT et al., 2003) (veja Figura 1.1 encontrada em Smoot (1997)). Esse resultado tornou-se uma das mais fortes evidências a favor do Modelo Cosmológico Padrão. Entretanto, apesar do FIRAS mostrar que o espectro da RCF é, aproximadamente, um corpo negro ideal, são esperados desvios em baixas frequências, menores que 10 GHz, devidos a processos de decaimento de partículas antes do desacoplamento e a reionização. O meio intergaláctico ionizado pode esfriar através da emissão livre-livre (essa emissão é descrita no Capítulo 2) pelas interações elétron-íon. Essa queda da temperatura é refletida no espectro que medimos da RCF. A distorção estimada para o espectro

atual da RCF é mostrada na Equação 1.17 (KOGUT, 2003).

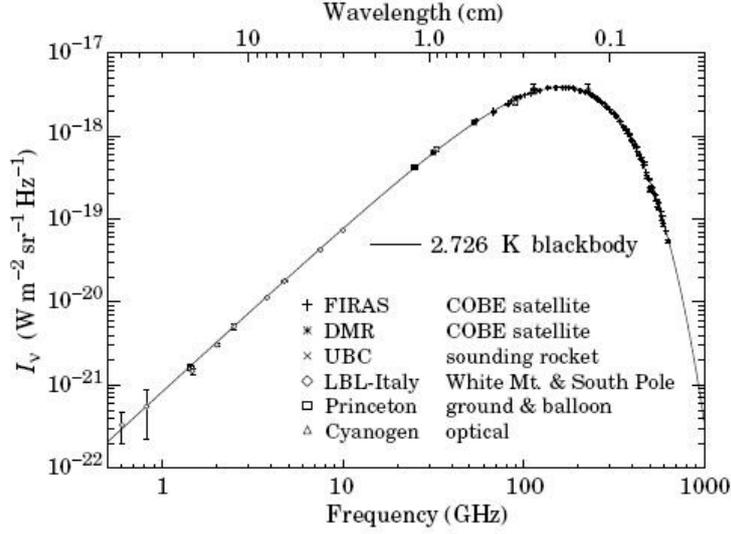


Figura 1.1 - Espectro de temperatura da RCF.

$$\Delta T_{ff} = T_\gamma Y_{ff} / x^2 \quad (1.17)$$

sendo  $T_\gamma$  a temperatura do fóton não distorcido,  $x$  a frequência adimensional  $h\nu/kT_\gamma$  e  $Y_{ff}$  a profundidade óptica da emissão livre-livre. A distorção de um espectro de corpo negro varia com  $\nu^{-2}$  e pode ser significativa em comprimentos de onda suficientemente grandes, com  $\nu$  da ordem de GHz.

A emissão cosmológica livre-livre possui uma dependência com a reionização e com a formação de estruturas. A amplitude do sinal livre-livre depende da coluna  $\int n_e^2$  do gás ionizado e, portanto, do redshift  $z$ , onde os primeiros objetos colapsados foram formados. Foi derivado um limite inferior para o fundo cosmológico livre-livre originado em  $z < 5$ , correspondente a uma distorção  $\Delta T = 0.2$  mK em 2 GHz. O gás ionizado em redshifts maiores aumentará ainda mais o sinal.

Comprimentos de onda maiores também são sensíveis a distorções criadas em épocas remotas ( $10^4 < z < 10^7$ ). Nesse caso será descrita pela distribuição de Bose-Einstein com o potencial químico adimensional  $1.4\Delta E/E$ , proporcional à fração de energia liberada para a RCF. Como resultado, o espectro apresenta uma queda na temper-

atura de brilho com um decréscimo máximo em  $\sim 70$  cm. Essa distorção do potencial químico é uma assinatura primária do decaimento de partículas primordiais das eras físicas GUT (*Grand Unified Theory*) e Planck (KOGUT, 2003), até aproximadamente  $10^{-38}$  s após o Big Bang.

As previsões teóricas para as distorções da RCF são vistas na Figura 1.2 encontrada em Kogut (2003).

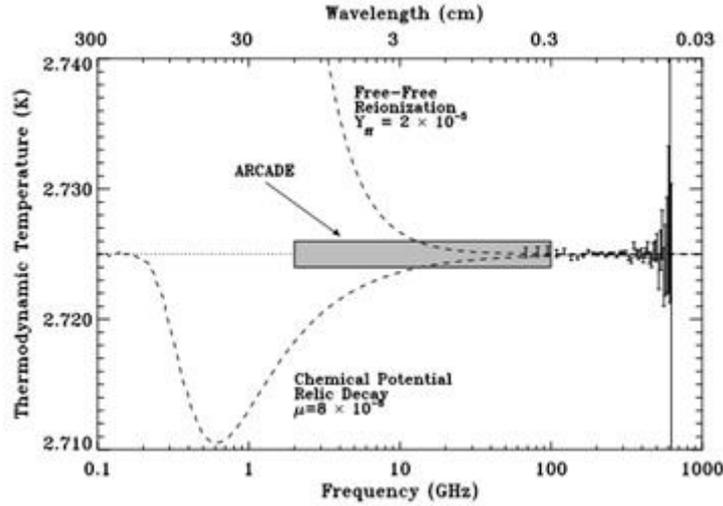


Figura 1.2 - Distorções previstas no espectro da RCF.

Além do espectro, também são estudadas as flutuações de temperatura e a polarização da RCF. Através desses estudos, podemos saber mais sobre a origem das galáxias e das estruturas em grandes escalas do universo.

Um entendimento completo das anisotropias e polarização da RCF exige o conhecimento da chamada equação de Boltzmann, equação 1.18. Essa equação formaliza a afirmação de que a taxa de mudança na abundância de uma dada partícula é a diferença entre sua taxa de criação e aniquilação.

$$\frac{df}{dt} = C[f] \quad (1.18)$$

O lado direito da equação de Boltzmann contém todos os possíveis termos de colisão. No entanto, na ausência de colisões, ficamos com  $df/dt = 0$ . Sendo  $f$  a função

distribuição da espécie analisada.

O interesse é estudar as anisotropias na distribuição cósmica dos fótons e em inhomogeneidades da matéria. Esse cálculo é complicado pois, os fótons são afetados pela gravidade e pelo espalhamento Compton com os elétrons livres. Os elétrons estão fortemente acoplados aos prótons e ambos são fortemente afetados pela gravidade. A métrica, que determina as forças gravitacionais, é influenciada por todos esses componentes mais os neutrinos e matéria escura. Então, para resolver a equação de Boltzmann para os fótons e a matéria escura, é preciso simultaneamente resolvê-la para todos os outros componentes.

Mas, resolver essas equações foge do escopo desse trabalho. Portanto será feita uma análise mais qualitativa das anisotropias e polarização da RCF.

A RCF possui flutuações ( $\Delta T/T$ ) da ordem de  $10^{-5}$  no seu campo de temperatura no céu (SMOOT et al., 1990), conhecidas como anisotropias, que estão relacionadas com as flutuações de densidade de matéria no Universo primordial da seguinte maneira:

$$\frac{\Delta T}{T} \sim \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (1.19)$$

Se as flutuações da RCF ( $\Delta T(\theta, \phi)/T(\theta, \phi)$ ) forem gaussianas e isotrópicas, então toda a informação cosmológica de um mapa do céu está contida em seu espectro de potência. Nesse caso, momentos estatísticos de ordens maiores se anulam (por exemplo, momentos de ordem ímpar como o bi-espectro, a transformada de Fourier da função de correlação de três pontos) ou podem ser trivialmente expressos em função dos termos de segunda ordem (como no caso dos momentos de ordem par) (Planck). O espectro de potência carrega informações sobre os parâmetros cosmológicos que descrevem as propriedades fundamentais do Universo: o parâmetro de Hubble, a densidade de bárions, a matéria escura, e energia escura, o espectro de potência das perturbações escalares primordiais (parametrizado por uma amplitude e um índice de lei de potência), o mesmo para perturbações tensoriais, e a profundidade óptica da superfície de último espalhamento (KOSOWSKI, 2003). Esse espectro é construído através da expansão das flutuações de temperatura da RCF em harmônicos esféricos:

$$\frac{\Delta T(\theta, \phi)}{T} = \sum_{l,m} a_{l,m} Y_{l,m}(\theta, \phi) \quad (1.20)$$

A propriedade estatística mais importante de  $\Delta T/T$  é a função de correlação  $C(\theta)$ . Consideremos dois pontos na superfície de último espalhamento, que, para um observador, possuem direções  $\mathbf{n}$  e  $\mathbf{n}'$  e estão separados por um ângulo  $\theta$  dado pela relação  $\theta = \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}'$ . Para encontrar a função de correlação  $C(\theta)$  basta multiplicar os valores de  $\Delta T/T$  nos dois pontos e, então, fazer a média do produto sobre todos os pontos separados pelo ângulo  $\theta$ . Usando a expansão de  $\Delta T/T$  em harmônicos esféricos, a função de correlação pode ser escrita da forma (ver, por exemplo, (RYDEN, 2003)):

$$C(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1) C_l P_l(\cos\theta) \quad (1.21)$$

em que  $P_l$  são os polinômios de Legendre e os  $C_l$  são os momentos de multipolo dados por:

$$C_l = \langle |a_{lm}|^2 \rangle \quad (1.22)$$

De maneira geral, o termo  $C_l$  é uma medida de flutuação de temperatura na escala angular  $\theta \sim 180^\circ/l$ . Então, o multipolo  $l$  é intercambiável com a escala angular  $\theta$ . O termo da função de correlação  $l=0$  (monopolo) é zero se for definida uma temperatura média correta. O termo  $l=1$  (dipolo) resulta do efeito Doppler devido ao nosso movimento através do espaço. Os termos com  $l \geq 2$  dão informações sobre as flutuações de temperatura presentes na época do último espalhamento.

Ao apresentar os resultados das observações da RCF, costuma-se expressar os  $C_l$  da seguinte maneira:

$$\Delta T \equiv \left[ \frac{l(l+1)}{2\pi} C_l \right]^{1/2} \quad (1.23)$$

que representa a contribuição das flutuações por intervalo logaritmico em  $l$  em relação a flutuação de temperatura total  $\Delta T$  da RCF. Essa curva é conhecida como espectro de potência das flutuações de temperatura. A figura 1.3 mostra o espectro de potência da RCF obtido com parte das medidas do satélite WMAP. Note que a flutuação de temperatura tem um pico em  $l \sim 200$  (RYDEN, 2003), correspondendo a uma escala angular de  $\sim 1^\circ$ , compatível com um universo plano.

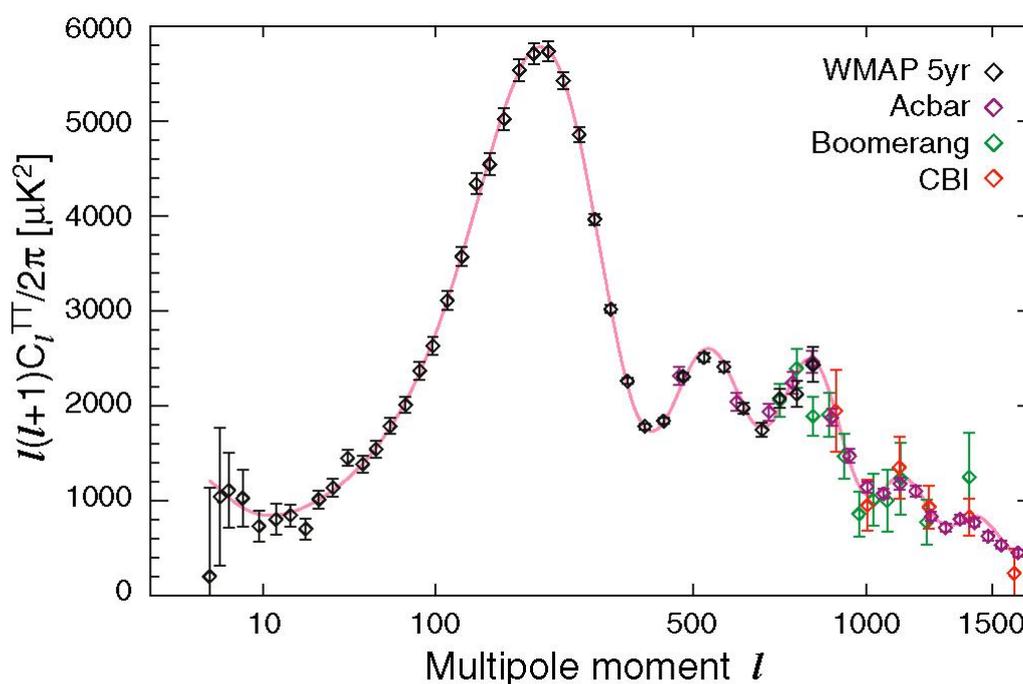


Figura 1.3 - Espectros de potência obtidos com os dados do WMAP (preto), ACBAR (violeta), Boomerang (verde) e CBI (vermelho). A linha contínua é o espectro de potência do modelo LambdaCDM.

FONTE: Nolta et al. (2009)

O estudo do espectro angular de temperatura da RCF tem sido muito bem sucedido para medidas de algumas propriedades do Universo como geometria, taxa de expansão, matéria e energia escuras. O estudo da componente linearmente polarizada da RCF é o próximo passo das investigações. A polarização possui informações diretas da época da superfície de último espalhamento, ao contrário das flutuações de temperatura que sofrem mudanças entre essa época e suas observações atuais. Tais informações são extremamente importantes para colocar vínculos na reconstrução das fontes das anisotropias.

Em geral, a polarização de uma onda eletromagnética é descrita em termos dos tensores de Stocks Q e U mas, para estudos da RCF é comum a utilização dos modos E e B. Esses modos são definidos pelo padrão do campo do ângulo de polarização que é assimétrico para o modo E, formando padrões radiais ou circulares, enquanto que é rotacionado de 45° para o modo B, formando padrões de rodinhas.

O modo E carrega informações a respeito da assinatura da reionização. Assim como para as anisotropias, podemos expressar a polarização em harmônicos esféricos e

construir seu espectro de potência (Figura 1.4). Com isso, o pico de escala angular maior é gerado através das interações dos fótons da RCF com o meio reionizado ao final da era escura. A amplitude do pico mede a profundidade óptica do meio para a RCF, enquanto que sua posição fornece informações sobre o redshift em que o evento ocorreu. Isso torna a polarização uma ferramenta importante para distinguir entre modelos de reionização. A característica mais atraente da polarização da RCF é que as perturbações escalares podem gerar somente o modo E de polarização. Dessa maneira, o modo B carrega as contribuições devido a perturbações tensoriais não contaminadas pela componente escalar que é muito maior (CARRETTI, 2010). O modo B é uma assinatura direta do fundo de ondas gravitacionais primordial emitido pela inflação (KAMIONKOWSKI et al., 1997).

O grau de polarização linear está relacionado diretamente às anisotropias de quadrupolo quando estes foram espalhados pela última vez. A fração polarizada da anisotropia de temperatura é pequena já que apenas os fótons que foram espalhados em meios opticamente finos poderiam possuir anisotropias de quadrupolo. A fração depende da duração da superfície de último espalhamento. Como as anisotropias de temperatura são da ordem de  $10^{-5}$  o sinal polarizado é da ordem de  $10^{-6}$  ou menor, representando um desafio observacional significativo. O espectro de potência para o modo B é apresentado na Figura 1.5.

Com todas essas informações embutidas na RCF, medi-la com precisão é um dos principais focos da cosmologia atualmente. Sua medida é feita através de experimentos que observam o céu na faixa de GHz. Esses instrumentos podem operar no solo ou no espaço, a bordo de satélites ou balões estratosféricos. Com esses dados, é possível estudar seu espectro, polarização e flutuações de temperatura. No entanto, para escalas angulares de minutos de arco até alguns graus, observações da RCF alcançaram níveis de sensibilidade para os quais a presença de sinais confusos dos *foregrounds* é significativa, tornando necessária sua subtração dos mapas. As maiores fontes desse sinal confuso são fontes extra-galácticas discretas de rádio, aglomerados quentes de galáxias nos quais o efeito Sunyaev-Zel'dovich é significativo e emissões Galácticas como a síncrotron, bremsstrahlung, emissão térmica de poeira e emissão anômala. Devido ao fato da amplitude da polarização ser tão pequena, a questão dos *foregrounds* torna-se ainda mais importante para medidas precisas de polarização do que para medidas de anisotropias de temperatura.

Ainda hoje, o nível e estrutura dos vários contaminantes não são descritos de maneira

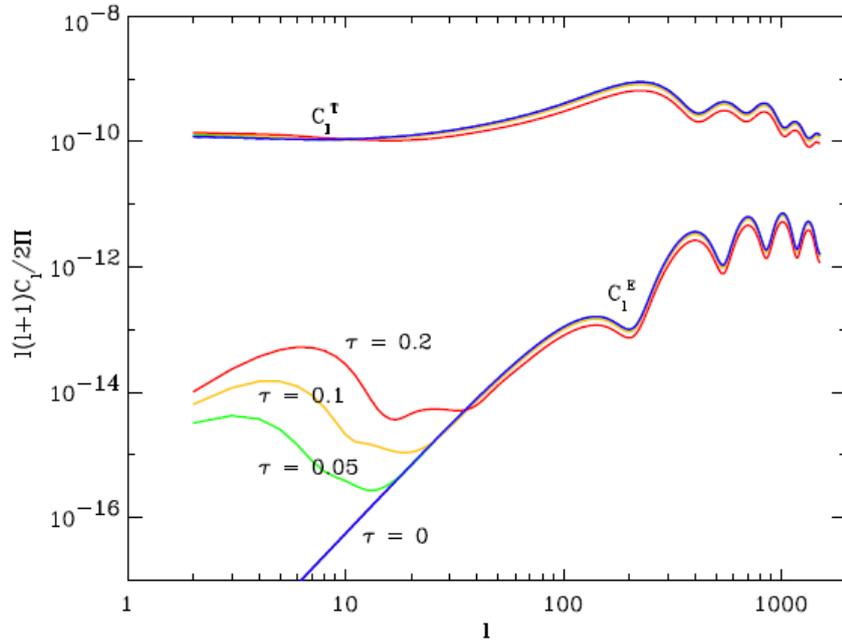


Figura 1.4 - Espectro de potência do modo E de polarização  $C_l^E$  diferenciado para diferentes profundidades ópticas  $\tau$ . O espectro é uma função do multipolo  $l$  relacionado com a escala angular por  $\theta \sim 180^\circ/l$ . O espectro de anisotropia de temperatura,  $C_l^T$  também é mostrado a fim de comparação.

FONTE: Figura adaptada de Carretti (2010)

exata (CARRETTI, 2010). O foco desse trabalho é estudar as emissões Galácticas, principalmente a emissão síncrotron. Cada *foreground* Galáctico será estudada no Capítulo 2.

O objetivo deste trabalho é a produção de um mapa modelo (*template*) para remover um desses contaminantes, a emissão síncrotron, dos mapas de RCF. No Capítulo 2 descreveremos em mais detalhes as emissões Galácticas com o intuito de fornecer um contexto sobre os conceitos físicos necessários para o desenvolvimento do trabalho. Nos Capítulos 3 e 4 faremos uma descrição dos experimentos e dos dados principais utilizados durante o mestrado. No capítulo 5, são apresentados os mapas auxiliares do trabalho, que foram usados em cálculos intermediários para se obter o resultado final. No Capítulo 6 apresentaremos os resultados. Por fim, no capítulo 7, são expostas as conclusões e perspectivas do trabalho.

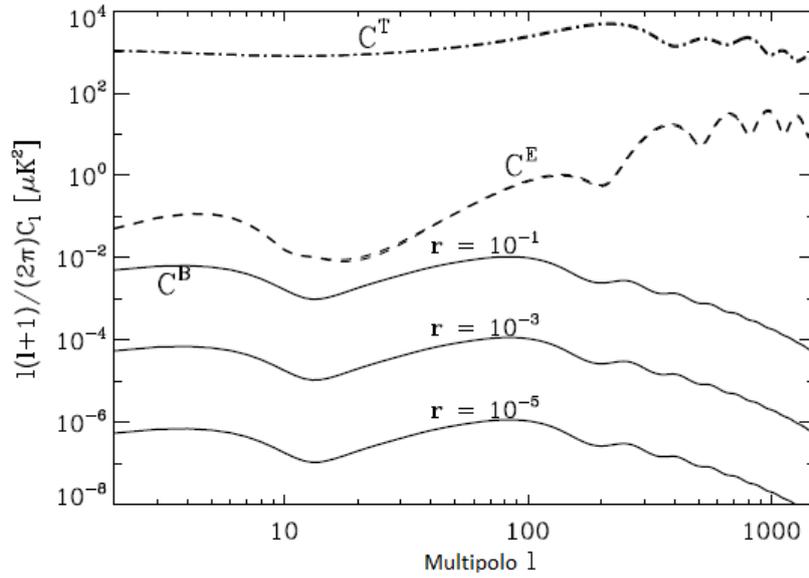


Figura 1.5 - Espectro de potência do modo B de polarização,  $C^B$  para três modelos com diferentes fundos de ondas gravitacionais liberadas na inflação. A amplitude é proporcional à potência de onda gravitacional medida através da razão de perturbações escalares e tensoriais,  $r$ . Os espectros de anisotropia de temperatura,  $C_l^T$  e do modo E de polarização,  $C_l^E$  também são mostrados a fim de comparação.

FONTE: Figura adaptada de Carretti (2010)

## 2 EMISSÕES GALÁCTICAS

A radiação que a Galáxia emite é composta por quatro processos principais: síncrotron, livre-livre (*bremsstrahlung*), emissão térmica devido à poeira interestelar e ainda um processo descoberto na década de 80 conhecido como emissão anômala (DRAINE; LAZARIAN, 1998). O estudo dessas radiações permite estimar parâmetros que descrevem a dinâmica e estrutura da Galáxia como, por exemplo, o campo magnético, a densidade de elétrons do meio interestelar, o nível de ionização das regiões emissoras e a morfologia dos grãos de poeira, ver por exemplo (TELLO et al., 2007). Como medimos a RCF em um grande intervalo de frequências ( $\sim 1$  GHz -  $\sim 1$  THz) e nessas frequências também há um sinal significativo de emissão galáctica, a caracterização de *foregrounds* é essencial para melhorar a qualidade das medidas da RCF, particularmente das medidas de polarização. Essa melhoria da relação sinal/ruído permitirá uma estimativa dos parâmetros cosmológicos com incertezas da ordem de alguns % (ver, por exemplo Hinshaw et al. (2007), Gold et al. (2010)). Na Figura 2.1 podemos ver a intensidade de cada contaminante galáctico e a intensidade da RCF.

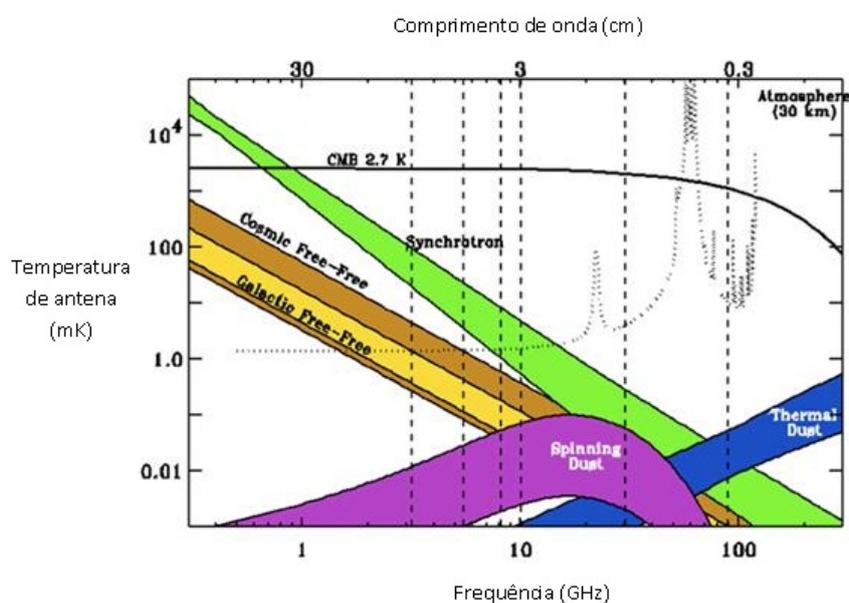


Figura 2.1 - Componentes da emissão Galáctica x frequência. A emissão síncrotron está representada em verde, a bremsstrahlung em marrom, poeira térmica em azul e poeira anômala em roxo. As linhas pontilhadas verticais correspondem às frequências de observação do experimento ARCADE.

FONTE: Fixsen et al. (2009)

## 2.1 Emissão Síncrotron

Essa emissão é gerada quando uma carga com velocidade relativística é acelerada por um campo magnético. Se a carga não possui velocidade relativística, ela também emite radiação, mas, neste caso, é chamada emissão cíclotron. Neste trabalho o interesse é a emissão síncrotron de elétrons relativísticos acelerados pelo campo magnético da Galáxia.

O movimento de uma partícula de carga  $q$ , massa  $m$  e velocidade  $v$ , sujeita a um campo magnético  $B$ , é descrito por:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v) = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.1)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m c^2) = q \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.2)$$

sendo  $E$  o campo elétrico e

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}. \quad (2.3)$$

Da equação do meio temos que  $\gamma = \text{cte}$  ou  $|\mathbf{v}| = \text{cte}$ . Podemos separar as componentes da velocidade em  $v_{\perp}$  e  $v_{\parallel}$ , chegando nas seguintes equações:

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\gamma m c} \mathbf{v}_{\parallel} \times \mathbf{B} \quad (2.5)$$

A solução dessas equações consiste na superposição de dois movimentos, ambos uniformes: um deles, linear e paralelo à direção do campo magnético; o outro, circular, restrito ao plano perpendicular às linhas do campo. O resultado é um movimento helicoidal, como mostrado na Figura 2.2:

cuja frequência de giro é encontrada igualando-se a força magnética à centrípeta:

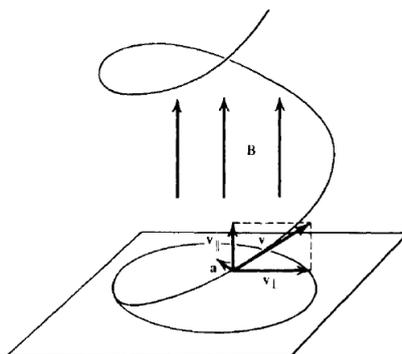


Figura 2.2 - Movimento helicoidal de uma partícula em um campo magnético uniforme.  
 FONTE: Rybicki e Lightman (1979)

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc} \quad (2.6)$$

No movimento circular a aceleração é perpendicular à velocidade e sua magnitude é dada por:  $a_{\perp} = \omega_B v_{\perp}$ . Então, para encontrar a potência emitida, utilizamos sua expressão relativística:

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 [a_{\parallel}^2 + a_{\perp}^2] \quad (2.7)$$

e o resultado fica da seguinte maneira:

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 \frac{q^2 \mathbf{B}^2}{m^2 \gamma^2 c^2} v_{\perp}^2 \quad (2.8)$$

Se  $\alpha$  for o ângulo entre a velocidade e o campo, podemos tomar a média sobre todos os  $\alpha$  e, então, encontrar a expressão para a potência emitida por uma distribuição isotrópica de elétrons. Lembrando que o raio clássico do elétron é dado por  $r_0 = q^2/m^2 c^2$ , podemos escrever a potência como:

$$P = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad (2.9)$$

em que  $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$  é a seção de choque Thomson,  $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$  é a densidade de

energia magnética.

Devido ao fato da velocidade relativística do elétron ser perpendicular à sua aceleração, a radiação emitida por ele é concentrada em um feixe de abertura  $\Delta\theta \sim 2/\gamma$  na direção tangente à sua trajetória, como mostra a Figura 2.3 (mais detalhes, Rybicki e Lightman (1979)).



Figura 2.3 - Distribuição angular da radiação emitida por uma partícula com aceleração perpendicular a velocidade quando esta é relativística.  
 FONTE: Adaptada de Rybicki e Lightman (1979)

Um observador somente verá a radiação se estiver na linha de visada do ângulo sólido de abertura  $\Delta\theta$ . O espectro dessa emissão visto por um observador é mostrado na figura 2.4

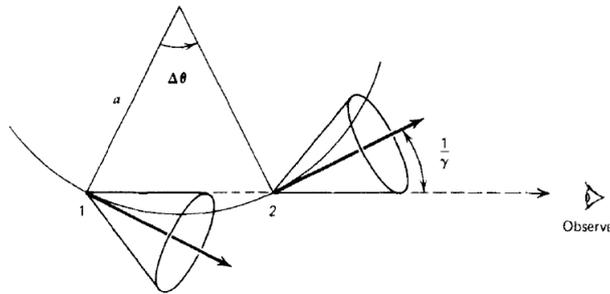


Figura 2.4 - Cone de emissão gerado nos pontos 1 e 2 por uma partícula acelerada.  
 FONTE: Rybicki e Lightman (1979)

De acordo com a geometria da figura 2.4, o intervalo de tempo que a radiação leva para sair dos pontos 1 e 2, levando-se em conta o efeito Doppler, e chegar ao observador é:

$$\Delta T = \frac{2}{\gamma\omega_B \sin \alpha} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \quad (2.10)$$

se  $\gamma \gg 1$ ,

$$\Delta T \approx (\gamma^3 \omega_B \sin \alpha)^{-1} \quad (2.11)$$

então, espera-se que o espectro seja amplo e que, depois seja interrompido em frequências como  $1/\Delta T$ . A frequência de corte, associada a esse intervalo de tempo, é definida como:

$$\omega_c \equiv \frac{3}{2} \gamma^3 \omega_B \sin \alpha \quad (2.12)$$

Portanto, o pulso de radiação que chega ao observador é confinado em um intervalo de tempo muito menor que o período de giro.

Essas análises mostram que o campo elétrico no ponto de observação, em qualquer instante, é função de  $\gamma\theta$ ,  $E(t) \propto F(\gamma\theta)$ . Por isso podemos reescrever a potência como:

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3} q^3 B \sin \alpha}{2\pi m c^2} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \quad (2.13)$$

O espectro pode ser aproximado por uma lei de potência sobre um limite de frequências da seguinte maneira:

$$P(\omega) \propto \omega^{-s} \quad (2.14)$$

em que definimos o índice espectral como a constante  $s$ . Já para uma distribuição de elétrons com energia entre  $E$  e  $E + dE$  ou  $\gamma$  e  $\gamma + d\gamma$ , a lei de potência é escrita como:

$$P(\omega) \propto \omega^{-(p+1)/2} \quad (2.15)$$

sendo que o índice espectral  $s$  está relacionado com o índice de distribuição de partículas  $p$  por:

$$s = \frac{(p - 1)}{2}. \quad (2.16)$$

### 2.1.1 Emissão síncrotron Galáctica.

O disco da Galáxia é permeado por um campo magnético de aproximadamente 0.1 nT que é capaz de influenciar o movimento de partículas carregadas que passam por ele. Na Via Láctea, remanescentes discretos de supernovas contribuem com apenas 10% da emissão síncrotron total em 1,5 GHz (LISENFELD; VÖLK, 2000), enquanto que 90% da emissão são provenientes de uma componente difusa (HINSHAW et al., 2007). A intensidade dessa emissão depende da distribuição de energia dos elétrons. Já que esta varia através da Galáxia, assim como também varia o campo magnético, a emissão síncrotron resultante pode ser caracterizada por uma grande variedade de comportamentos espectrais, portanto a morfologia observada dos mapas de emissão síncrotron varia substancialmente com a frequência e com a posição com relação ao centro Galáctico. O espectro da radiação síncrotron é bem descrito por uma lei de potência dada por:  $T_A(\nu) \propto \nu^{\beta_s}$ , em que  $\nu$  é a frequência de radiação e  $\beta_s$  é o índice espectral da emissão síncrotron  $-3,1 > \beta_s > -2,6$  encontrado em Hinshaw et al. (2007). A queda na intensidade da emissão síncrotron Galáctica com o aumento da frequência torna ainda mais difícil de fazer medidas precisas em altas frequências.

A RCF, por outro lado, possui um espectro de corpo negro. A razão entre a intensidade da emissão síncrotron e a intensidade da RCF é, portanto, uma função fortemente dependente da frequência:

$$\frac{I_{Snc}(\nu)}{I_{RCF}(\nu)} \propto \nu^{\beta-3} (\exp h\nu/kT_{RCF} - 1) \quad (2.17)$$

sendo  $I_{Snc}$  a intensidade da emissão síncrotron,  $I_{RCF}$  a intensidade da RCF,  $\beta$  o índice espectral,  $k$  a constante de Boltzmann e  $T_{RCF}$  a temperatura da RCF.

A forte dependência com a frequência da emissão síncrotron comparada com o sinal da RCF, dada pela Equação 2.17, significa que observações em várias frequências podem, em princípio, ser usadas para subtrair os efeitos da emissão síncrotron Galáctica.

Os elétrons podem estar fortemente confinados às suas galáxias ou podem escapar

livremente dos seus halos. Se estiverem confinados fortemente, perdem sua energia antes de escaparem do halo da galáxia, se confinados fracamente escapam da galáxia antes de perderem uma porção substancial da sua energia. Um índice espectral mais inclinado indica uma grande taxa de perda de energia e uma baixa taxa de escape. Um índice espectral mais plano indica que os elétrons podem escapar das suas galáxias antes de perderem uma fração significativa da sua energia (BENNETT et al., 2003). A dependência do índice espectral síncrotron com a distribuição espacial dos elétrons e do campo magnético da nossa Galáxia varia de  $-2,6$  na maior parte do plano até  $-3,1$  no halo. A emissão síncrotron pode ser altamente polarizada. Teoricamente, a fração de polarização linear pode chegar a 75%, embora valores menores do que 30% sejam tipicamente observados. Estimativas precisas de  $\beta_s$  são essenciais para quantificar a contribuição da componente síncrotron para a emissão difusa da nossa Galáxia.

Em resumo, a emissão síncrotron Galáctica é complexa. Um grande intervalo de índices espectrais é tanto esperado como observado, variando com a frequência e com a posição em relação ao plano Galáctico. Em Tello et al. (2007) é apontado o fato de que existe uma lacuna considerável no conhecimento atual da emissão Galáctica em grandes escalas no intervalo entre os telescópios que observam em altas frequências, como o WMAP (LAMBDA/NASA, 2009), e telescópios que observam em frequências muito baixas, como o Haslam (HASLAM et al., 1982). Instrumentos que façam observações nesse intervalo possibilitariam um melhor entendimento das variações do índice espectral da emissão síncrotron em função da frequência. Por isso é extremamente relevante estudar resultados como os do GEM (*Galactic Emission Mapping*) com medidas entre 0.408 e 10 GHz, instrumento tema do Tello et al. (2007). Quanto maior for a quantidade de dados e quanto melhor for a qualidade deles, melhor também será a descrição da variação do índice espectral.

## 2.2 Emissão Bremsstrahlung

A emissão *Bremsstrahlung*, ou livre-livre, ocorre quando uma carga é acelerada em um campo Coulombiano gerado por outra carga. Colisões Coulombianas entre elétrons e íons em um plasma geram a emissão de fótons devido à desaceleração dos elétrons pela força Coulombiana como mostrado na Figura 2.5.

A palavra *bremsstrahlung* é de origem alemã e significa radiação de freamento. Essas colisões são transições livre-livre pois, são transições de um estado livre (não ligado)

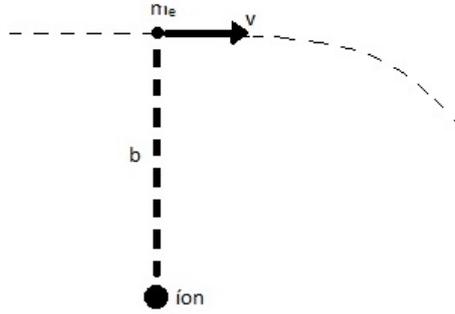


Figura 2.5 - Um elétron de massa  $m_e$  passando por um campo Coulombiano gerado por um íon sofrerá um desvio em sua trajetória e uma consequente liberação de energia.

do átomo para outro estado também livre. O espalhamento entre partículas iguais (elétron-elétron e íon-íon) não será levado em conta. A razão disto é que para um sistema não relativístico com a mesma razão carga-massa,  $q/m$ , a segunda derivada do momento de dipolo:

$$\ddot{d} = \sum q_i \ddot{x}_i = \sum \frac{q_i}{m_i} m_i \ddot{x}_i = \frac{q}{m} \sum \dot{q}_i \quad (2.18)$$

é nula devido a conservação do momento. Então, a radiação emitida por dipolos constituídos de partículas iguais, será subdominante em relação às colisões elétron-íon, enquanto o sistema não for relativístico.

Se o plasma estiver em equilíbrio térmico, as velocidades dos íons e dos elétrons seguirão uma distribuição de Maxwell-Boltzmann. O plasma mais simples é o de hidrogênio constituído de prótons e elétrons. Quando em equilíbrio térmico a energia cinética média dos íons é igual a dos elétrons, mas como a massa destes é muito menor que a do próton (1/1836), os elétrons se movem muito mais rapidamente. Essa diferença de velocidades torna-se ainda mais pronunciada quando tratamos de íons mais pesados. Por isso, considera-se que os íons estejam estacionários e os elétrons movendo-se de maneira rápida e acelerada pelos íons.

O tratamento completo da emissão livre-livre envolve efeitos quânticos, pois a própria força eletromagnética é uma troca de fótons virtuais dos quais alguns escapam e tornam-se observáveis. Mas, para  $v \ll c$  e colisões relativamente próximas, o número de fótons virtuais envolvido é alto e a aproximação clássica é apropriada. Além disso,

essa aproximação também exige que os elétrons emitam fótons com energia ( $h\nu$ ) substancialmente menores que a própria energia cinética do elétron. Se essa condição não existisse, a maior parte da energia dos elétrons poderia ser irradiada com apenas um pequeno quanta e, então, os efeitos quânticos voltariam a ser relevantes.

Quando a RCF atravessa o meio Galáctico, seu espectro é alterado por:

$$B(x) = B_s \exp\left(-\int \kappa \rho dx'\right) \quad (2.19)$$

em que  $\kappa$  é o coeficiente de absorção da nuvem,  $\rho$  sua densidade e  $B_s$  o espectro original. A integral entre parênteses é chamada de profundidade óptica ( $\tau$ ) da nuvem. Se esta for homogênea,  $\tau$  será simplesmente  $\kappa \rho x$ , sendo  $x$  a espessura da nuvem. Mas, geralmente  $\rho$  varia com a posição dentro da nuvem.

Neste trabalho utilizaremos apenas frequências na região de Rayleigh-Jeans. Nessa região,  $\nu \ll KT/h$  e portanto o espectro de corpo negro pode ser escrito como:

$$B_\nu = \frac{2KT}{\lambda^2} \quad (2.20)$$

com  $\lambda$  o comprimento de onda. Dessa maneira, encontramos a expressão para a temperatura de brilho:

$$T_B = \frac{B_\nu \lambda^2}{2K} \quad (2.21)$$

Já que  $T_B \propto B_\nu$ , 2.21 pode ser escrita como:

$$T(x) = T_s e^{-\tau} \quad (2.22)$$

Através da lei de Kirchhoff, temos que uma nuvem só emite na mesma frequência da radiação absorvida. Portanto, não haverá distorção no espectro, da RCF, mas sim uma mudança na sua intensidade.

Aqui será assumido que a densidade eletrônica do plasma seja pequena o suficiente

para que os elétrons escapem com uma probabilidade insignificante de interação, ou seja, uma profundidade óptica pequena,  $\tau \ll 1$ . Para isso, vamos tratar um plasma opticamente fino (no caso de um meio opticamente espesso, a radiação seria como a de um corpo negro). Com isso, e assumindo que as partículas possuam velocidades não relativísticas e pequena perda de energia por interação, teremos uma derivação clássica do espectro contínuo dos possíveis fótons emitidos.

Para encontrar a mudança na temperatura deve-se calcular as seguintes quantidades:

- A energia emitida por um único elétron durante sua maior aproximação com um próton. Na Figura 2.6 vemos o parâmetro de impacto  $b$  do íon e a área em que os elétrons passarão.
- Uma relação entre velocidade do elétron, parâmetro de impacto e a frequência da radiação emitida.
- A potência emitida em uma frequência  $\nu$  dentro de um intervalo  $d\nu$  por todos os elétrons de diferentes velocidades que colidem com um único próton.
- A potência emitida em uma frequência  $\nu$  devida a todas as colisões em uma unidade de volume, que é a chamada emissividade volumétrica.
- A integral da emissividade volumétrica sobre todas as frequências.
- A intensidade específica em termos da espessura da linha de visada do plasma.

Para um gás de hidrogênio completamente ionizado com densidade de elétrons livres  $ne$  através de seu volume, o resultado final é dado por:

$$J_\nu(\nu, T) \propto g(\nu, T)n_e^2 T^{-1/2} \exp^{-h\nu/kT} \quad (2.23)$$

O fator de Gaunt  $g(\nu, T)$  é uma função que varia vagarosamente com a frequência e modifica a forma do espectro. Ele é derivado do cálculo quântico exato das colisões entre os elétrons e os íons. Se tratado como uma constante, o espectro emitido por uma plasma com uma temperatura  $T$ , torna-se uma simples exponencial. Isso reflete a distribuição exponencial de Maxwell-Boltzmann da velocidade das partículas.

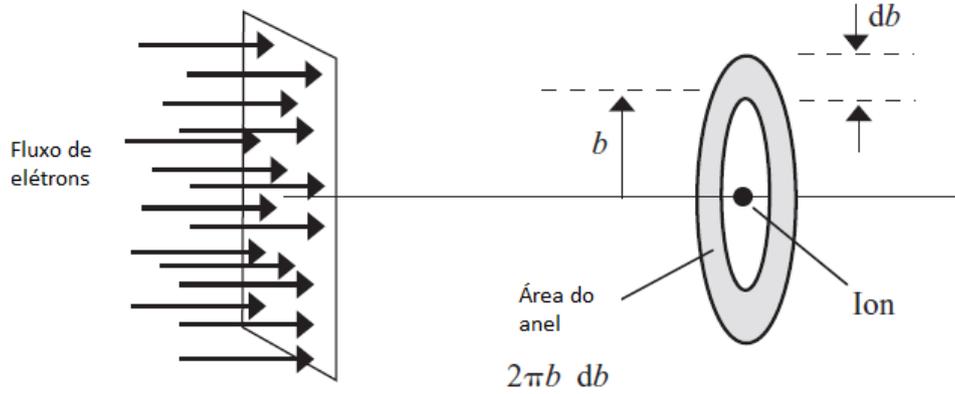


Figura 2.6 - Fluxo de elétrons aproximando-se de um íon com a região anular representando a área que os elétrons atravessarão com parâmetro de impacto  $b$  e espessura  $db$ .

No caso de baixas frequências, em que  $h\nu/kT \ll 1$ , a exponencial se aproxima da unidade.

$$J_\nu(\nu, T) \propto g(\nu, T)n_e^2T^{-1/2} \quad (2.24)$$

Em várias condições o fator de Gaunt tem um valor numérico da ordem da unidade. Não existe uma única expressão para  $g$ , ele depende da temperatura e frequência do gás. Para um plasma de hidrogênio com  $T > 3 \times 10^5$  K e baixas frequências, o fator de Gaunt pode ser aproximado por:

$$g(\nu, T) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \frac{2,25kT}{h\nu} \quad (2.25)$$

Na Figura 2.7 está representado um gráfico em escala log-log para  $T = 5 \times 10^7$  K com  $n_e = n_i = 10^6 \text{ m}^{-3}$ . Como para baixas frequências  $h\nu/kT \ll 1$ , a linha tracejada tenderá a ficar plana. O efeito do fator de Gaunt também é mostrado.

### 2.2.1 Emissão Bremsstrahlung Galáctica

O bremsstrahlung térmico ocorre em vários sistemas astrofísicos e sua radiação é emitida em diferentes bandas de frequência. Regiões HII, por exemplo, são comuns

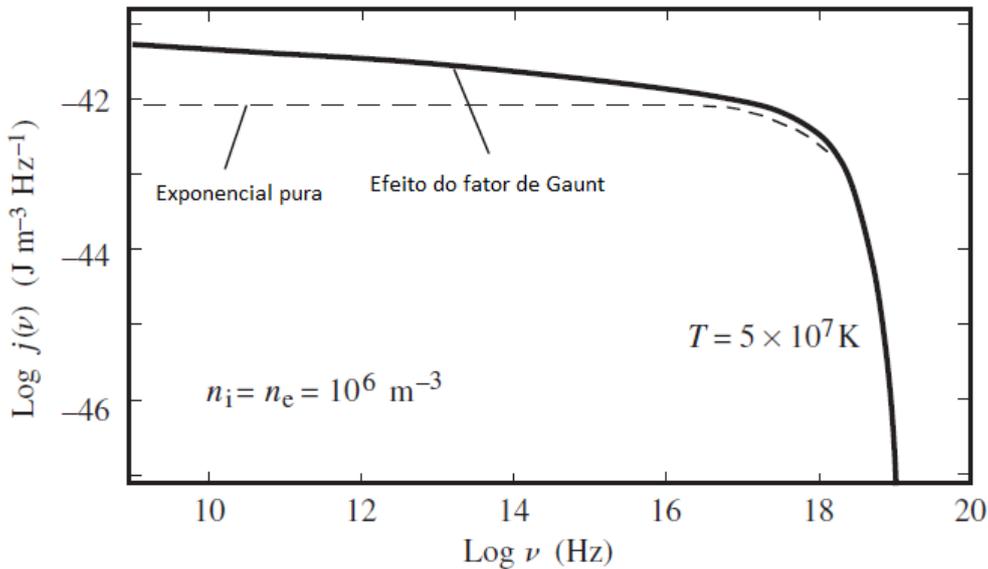


Figura 2.7 - Espectro teórico do bremsstrahlung térmico contínuo. Note que existe um aumento gradual em direção a baixas frequências devido ao fator de Gaunt.

nos braços espirais da Galáxia e possuem intensa formação estelar, por isso contêm grandes quantidades de gás e poeira. O gás ao redor das novas estrelas formadas é ionizado pelos fótons ultravioleta proveniente delas. O resultado é um plasma que emite um espectro típico de bremsstrahlung térmico.

Outro exemplo de bremsstrahlung térmico é a radiação X dos gases quentes existentes entre galáxias em um aglomerado de galáxias.

### 2.3 Emissão térmica de poeira

Essa emissão ocorre devido à poeira que foi aquecida por emissão ultravioleta ou óptica proveniente das primeiras gerações de estrelas e que, a partir de então, passou a irradiar e essa radiação, levando-se em conta o redshift, adicionou-se ao sinal da RCF. A emissão Galáctica de poeira não possui exatamente a curva de um corpo negro, pois para grandes comprimentos de onda sua curva cai abaixo da de Planck. O interesse em modelos de emissão de poeira surge depois que foi notada a existência de uma distorção não-planckiana no espectro da RCF para baixas frequências (10 GHz).

Estudos atuais mostram que a emissão de poeira é uma soma da emissão de todos os grãos ao longo de cada linha de visada. Seu espectro é modelado por uma lei de

potência dada por:

$$I_p(\nu) = \nu^\alpha B_\nu(T_p) \quad (2.26)$$

com  $T_p$  a temperatura do grão de poeira e  $B_\nu(T_p)$  a função de Planck (ver, por exemplo, [Draine e Lazarian \(1998\)](#) e [Schlegel et al. \(1998\)](#)). Medidas do índice espectral geralmente ficam entre 1,  $5 \leq \alpha \leq 2$  ([BENNETT et al., 2003](#)). É muito difícil produzir um modelo da emissão de poeira para todo o céu. Essa dificuldade vem de seu comportamento espectral dependente da forma, composição, tamanho da distribuição, e da dinâmica dos grãos de poeira. Essa emissão tem sido mapeada por todo o céu em toda a esfera celeste em várias bandas do infravermelho, sendo as missões mais notáveis COBE e IRAS ([DUTRA et al., 2003](#)). Um *template* de todo o céu produzido por [Schlegel et al. \(1998\)](#).

Além de influenciar nas medidas de temperatura da RCF, a poeira pode interferir nas medidas de sua polarização. Se os grãos de poeira estiverem alinhados com o campo magnético interestelar, as colisões entre os fótons provenientes das estrelas e os grãos de poeira polarizam a luz. Isso pode ocorrer em regiões densas como nuvens moleculares.

Existe uma forte correlação entre a banda do infravermelho distante e da emissão síncrotron das galáxias. Essa correlação tem sido muito estudada e acredita-se que ela seja mais pronunciada para pequenos comprimentos de onda, ao contrário do comprimento de onda utilizado nesse trabalho ([HINSHAW et al., 2007](#)).

## 2.4 Emissão anômala

Existem várias maneira através das quais a poeira pode irradiar em comprimentos de onda de microondas. Por exemplo, emissão de dipolo elétrico por grãos de poeira girante e emissão de dipolo magnético por grãos de poeira flutuando termicamente ([DRAINE; LAZARIAN, 1998](#)). A emissão emitida por poeira girante pode produzir um índice espectral  $\alpha \sim -2$  de 20 a 40 GHz. O corte dessa emissão para altas frequências está associado à velocidades limites em que os grãos de poeira podem girar.

Todas as teorias que tentam explicar a correlação entre a emissão anômala de poeira e a emissão em rádio estão amarradas ao nível da atividade de formação de estrelas ([JAROSIK et al., 2010](#)). Durante o ciclo de formação de estrelas são gerados campos

magnéticos, elétrons relativísticos e as estrelas do tipo O e B. Estas ionizam o gás interestelar que, por sua vez, aquece os grãos de poeira do meio. A forte correlação persiste até baixas frequências de rádio, menores que 10 GHz, ainda que a emissão em rádio não possa ser explicada pela emissão da poeira girante já que esta não irradia de maneira significativa nessas frequências. Isso sugere que a emissão em rádio e microondas esteja fortemente correlacionada com a emissão da poeira girante não devido a uma fonte comum de emissão de poeira, mas sim como um resultado do fato de que ambos traçam a atividade de formação estelar. A emissão por poeira girante não é uma fonte de contaminação em frequências da ordem de 1 GHz para a emissão em rádio da Galáxia, ela só deve ser significativa para frequências entre 10 e 30 GHz (Planck Collaboration et al., 2011).

### 3 PROJETO GEM

O sinal de *foreground* emitido pela nossa própria Galáxia não pode ser removido através de melhorias nos detectores, independentemente de estarem no solo ou no espaço. Existem algumas técnicas disponíveis para esse fim, desde simplesmente mascarar regiões altamente contaminadas, como a Galáxia e regiões de fontes pontuais, até novas abordagens de separação de componentes e remoção de *foregrounds* que exploram a diversidade espacial e espectral dos diferentes componentes astrofísicos e cosmológicos.

O projeto GEM foi desenvolvido para estudar as propriedades da emissão síncrotron Galáctica em escalas da ordem de  $1^\circ$  em intensidade total e polarização através de um conjunto de observações entre 408 MHz e 10 GHz. Suas estratégias observacional e experimental visam a produção de templates desse *foreground* além de estudos de sua polarização.

Em observações no solo, excluindo-se a emissão atmosférica e a RCF, o sinal do céu pode ser dominado pela emissão síncrotron até 100 GHz e possui um sinal significativo de emissão livre-livre até 75 GHz a partir de onde o espectro crescente de poeira térmica passa a dominar essa emissão Galáctica em todo o caminho através do infravermelho. Conhecendo-se as distintas fontes de contaminantes Galácticos, cada componente traça um modelo espacial único. Na radioastronomia é importante prosseguir no estudo da dependência da emissão síncrotron com a frequência a fim de compreender a estrutura e composição do meio interestelar. Além disso, esse estudo é de particular importância para a cosmologia, pois a natureza das anisotropias e polarização da RCF não pode ser totalmente entendida a menos que o papel desempenhado pelos contaminantes Galácticos esteja claramente determinado.

A concepção do projeto GEM data de 1992, período no qual as primeiras detecções da RCF precisavam de um entendimento melhor das emissões Galácticas para discriminar esses contaminantes do sinal genuíno da RCF. O objetivo inicial desse radiotelescópio era a produção de mapas do céu de intensidade total em 408MHz, 1465MHz, 2.3GHz, 5GHz e 10GHz. O experimento em 2,3 GHz, utilizado neste trabalho, é apresentado em [Tello et al. \(2007\)](#).

Como núcleo do projeto GEM estava o desenvolvimento de um radiotelescópio portátil duplamente protegido de 5,5 m que poderia ser colocado em diferentes lat-

itudes. A contaminação pelo solo é uma das principais fontes de erros sistemáticos nesse tipo de experimento, por isso as duas proteções foram construídas para minimizar lóbulos laterais de radiação emitida pelo solo e emissores de ruído no horizonte. Essas proteções estão desenhadas de maneira esquemática na Figura 3.1 e consistem de painéis extensores aumentando o diâmetro de 5,5 m para 9,5 m. e de uma grade concêntrica inclinada.

Variações na temperatura do solo ao longo do dia e das estações do ano também adicionam ruído de baixa frequência às medidas e são carregadas continuamente em extensos períodos de tempo. De maneira semelhante, a variabilidade das emissões atmosféricas introduz pequenas contribuições ao ruído em baixa frequência na escala de minutos. A fim de realizar medidas que fossem pouco afetadas pelas flutuações da atmosfera, mas ainda assim capazes de mapear grandes áreas do céu, foi adotado um sistema de escaneamento azimutal, com o telescópio apontado a  $30^\circ$  do zênite, e girando a uma velocidade de cerca de 1 rpm, para observações na frequência de 2,3 GHz, como mostrado esquematicamente na Figura 3.2.

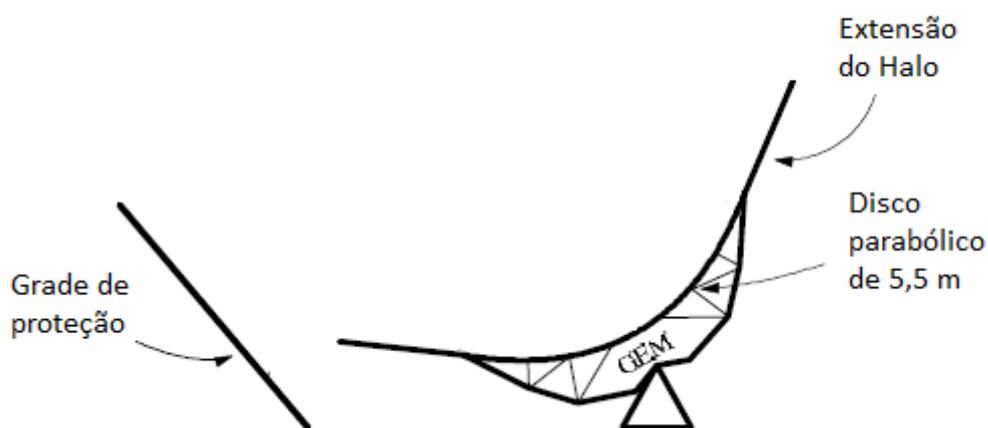


Figura 3.1 - O projeto GEM conta com uma dupla proteção: uma grade concêntrica que ajuda a evitar a contaminação do solo e uma extensão do halo.  
FONTE: Figura adaptada de Tello et al. (2007)

A portabilidade do experimento GEM se reduz a quatro módulos principais:

- Um pedestal com uma plataforma azimutal que rotaciona
- Um radiômetro

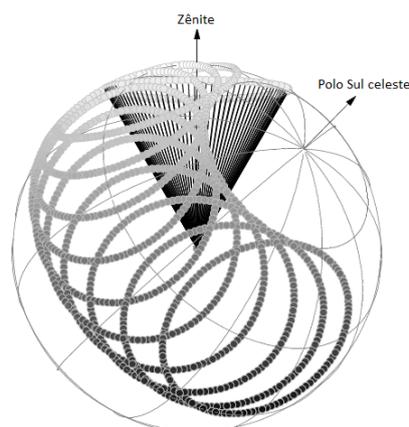


Figura 3.2 - O projeto GEM possui um método de escaneamento azimutal, com o telescópio apontado a  $30^\circ$  do zênite, e girando a uma velocidade de cerca de 1 rpm, para observações na frequência de 2,3 GHz.  
 FONTE: Figura adaptada de Tello et al. (2007)

- Uma unidade de controle
- Pétalas

Como o instrumento pode ser desmontado e instalado em diferentes sítios, é possível minimizar efeitos sistemáticos oriundos da utilização de instrumentos diferentes para se obter uma cobertura total do céu. Na Tabela 3.1 encontram-se algumas informações sobre o experimento GEM no Brasil e na Colômbia.

### 3.1 Mapa em 2,3 GHz

Após a aquisição dos dados do GEM em 2,3 GHz, estes sofreram procedimentos de limpeza e calibração, como por exemplo, a retirada da emissão proveniente de fontes terrestres de radio (RFI) e a calibração do instrumento através de observações com a lua. Na Figura 3.3 podemos ver a calibração realizada com o mapeamento da Lua e na Figura 3.4 podemos ver uma figura das observações antes da remoção de RFI. Os dados utilizados para a preparação do mapa na frequência de 2,3 GHz são referentes aos experimentos do Brasil e da Colômbia.

O mapa de 2,3 GHz foi produzido a partir das campanhas de observações do GEM em Cachoeira Paulista e de Villa de Leyva. Sua preparação final foi dividida em três etapas. Primeira, a linha de base do conjunto de dados do Brasil foi calibrada e o mapa resultante foi combinado com o conjunto de dados limpos da Colômbia.

Tabela 3.1 - Projeto GEM em 2,3 GHz

	Brasil	Colômbia
Nome geográfico	Cachoeira Paulista	Villa de Leyva
Frequência	2,3 GHz	2,3 GHz
FWHM	$2,3^\circ \times 1,8^\circ$	$3,7^\circ$
Cobertura do céu	46,8%	46,3%
Duração	532 h	231 h
Longitude	$-44^\circ 59' 54,34''$	$-73^\circ 35' 0,53''$
Latitude	$-22^\circ 41' 0,74''$	$+5^\circ 37' 7,84''$
Altitude	572	2173
Período	18 de maio - 17 de junho 11-26 de outubro (1995)	1-18 de junho (1999)
Montagem da antena	azimutal	azimutal
Velocidade de escaneamento azimutal	1 rpm	1 rpm
Temperatura de sistema	61,644 K	85,466 K
Largura de banda	100 MHz	100 MHz
Tempo de integração	0,56002 s	0,56002 s
FONTE: (TELLO et al., 2007)		

Segunda, a fim de eliminar os stripes devidos a contaminação do solo e inomogeneidades da linha de base os dados do mapa combinado foram processados usando FFT (*Fast Fourier transform*) (PLATANIA et al., 2003). Terceira, foi feita uma comparação direta com o mapa de Rhodes/HartRAO, construído com observações em 2326 MHz (JONAS et al., 1998) para uma calibração do GEM. Na Figura 3.5 estão resumidos os principais passos para a preparação do mapa limpo e combinado.

No entanto, o telescópio Rhodes/HartRAO não possui uma calibração tão acurada quanto a calibração do experimento ARCADE 2. Devido à necessidade de dados acurados relativos às emissões Galácticas para um estudo melhor da RCF, esse projeto de mestrado foi desenvolvido com o intuito de fazer uma segunda calibração nos dados do experimento GEM utilizando os dados do experimento ARCADE 2 descritos na próxima seção.

O resultado final é um mapa combinado dos dados dos dois países com uma cobertura total do céu de 69% como mostrado na Figura 3.6. O mapa está em coordenadas galácticas e sua escala está em K. Praticamente toda a região cinza não possui observações. No entanto, a remoção de RFI resultou em buracos no mapa final, que

podem ser vistos na Figura 3.6 também como pixels cinza, mas dentro da região observada.

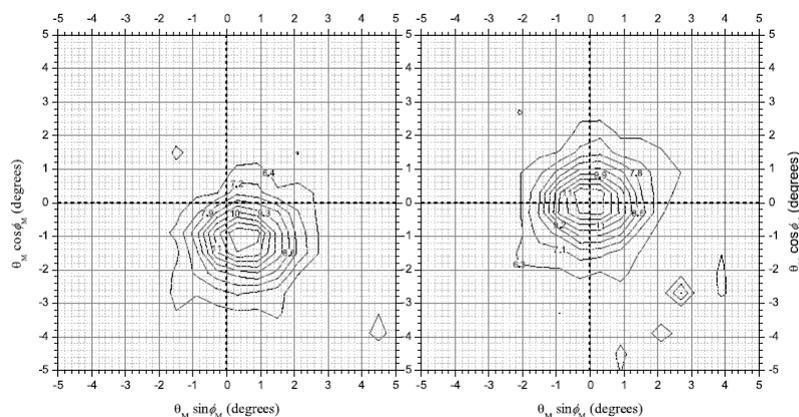


Figura 3.3 - O ajuste das constantes de calibração foi obtido através de observações da Lua. Os mapas dessa figura projetam coordenadas polares em um *grid* celeste centrado na Lua.

FONTE: Tello et al. (2007)

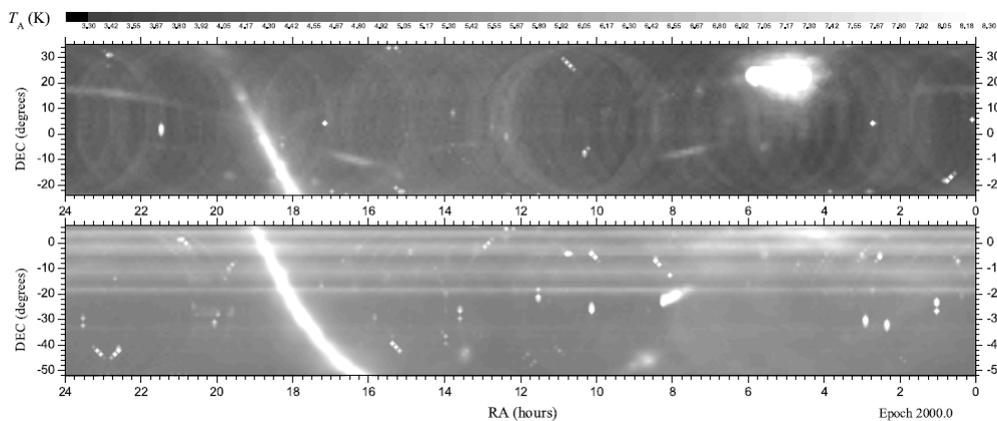


Figura 3.4 - Mapa com os primeiros dados obtidos no inverno ainda não processados para Colômbia (acima) e Brasil (abaixo). O sinal extremamente intenso e grande no mapa da Colômbia é proveniente do Sol.

FONTE: Tello et al. (2007)



Figura 3.5 - Esquema geral do processamento dos dados do GEM em 2,3 GHz.  
 FONTE: Tello et al. (2007)

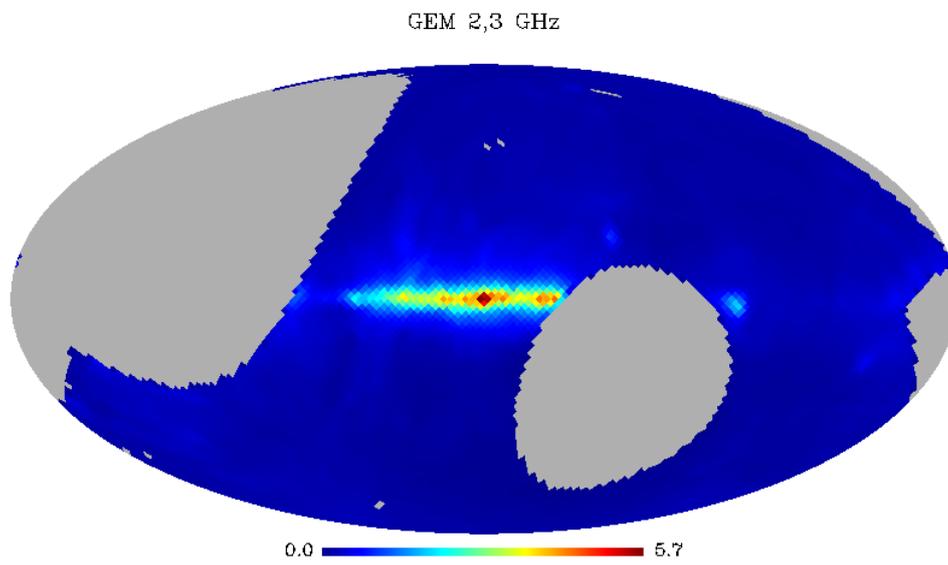


Figura 3.6 - Mapa do GEM na frequência de 2,3 GHz. Esse mapa abrange a região de dados obtidos pela Colômbia e pelo Brasil (que corresponde a 69% do céu).



## 4 PROJETO ARCADE

O *Absolute Radiometer for Cosmology, Astrophysics, and Difuse Emission* (ARCADE 2) é a continuação de uma missão concebida para caracterizar a temperatura absoluta da RCF e as emissões Galácticas e extra-Galácticas. É um experimento que opera a bordo de balão estratosférico que mede a temperatura do céu nas frequências de 3, 8, 10, 30 e 90 GHz. Para simplificar a nomenclatura, chamaremos esse instrumento apenas de ARCADE.

A RCF apresenta um espectro de corpo negro nas frequências entre 60 e 600 GHz com uma temperatura de  $2,725 \pm 0,002$  K. Entretanto, em baixas frequências,  $< 10GHz$ , onde são esperados desvios no espectro (veja Capítulo 1), as medidas existentes possuem uma incerteza alta devido aos erros associados às emissões dos instrumentos e à emissão atmosférica. Para melhorar as medidas nessa faixa de frequência um instrumento deve ser totalmente criogênico, de tal maneira que a emissão em microondas emitida pelos seus componentes seja desprezível.

Em qualquer medida de temperatura absoluta a radiação da fonte medida é comparada pelo radiômetro a um corpo negro de temperatura conhecida. Cada radiômetro do ARCADE possui um sistema de de "dupla anulação", medindo a diferença de temperatura entre a corneta e uma referência interna, enquanto a antena alternativamente observa o céu e uma abertura com um calibrador de corpo negro. A referência interna pode ser ajustada para anular a diferença no sinal da antena enquanto que a temperatura do calibrador pode ser ajustada de maneira independente para anular a diferença do sinal calibrador do céu. Por isso o sistema é chamado de "dupla anulação". O ARCADE foi projetado para atingir incertezas significativamente mais baixas que as alcançadas por experimentos anteriores.

Os erros sistemáticos desse instrumento são reduzidos através de uma combinação de engenharia térmica e projeto inovador de radiômetros. O núcleo do ARCADE está contido em um grande reservatório de Hélio líquido de aproximadamente 1,5 m de diâmetro e 2,4 m de altura. É um grande desafio manter todo o reservatório e o próprio instrumento com temperaturas criogênicas em um ambiente aberto. O calibrador externo, abertura, antenas e radiômetros são mantidos a temperaturas próximas da temperatura da RCF, 2,7 K através do uso dos tanques de alimentação de hélio líquido por uma rede de canos. O vapor de gás Hélio é usado para evitar a condensação do nitrogênio presente no ambiente na abertura. As antenas de cada

banda de frequência estão separadas na abertura para observar o céu com um ângulo de inclinação de  $30^\circ$  a partir do zênite para minimizar a emissão do balão. As antenas estão fixas em uma plataforma girante, traçando assim um círculo de  $60^\circ$  no céu. Para seis dos canais as antenas possuem  $11,6^\circ$  de FWHM, já o canal em 30 GHz possui um canal estreito com  $4^\circ$  de FWHM. Na figura 4.1 é possível ver esses detalhes da instrumentação.

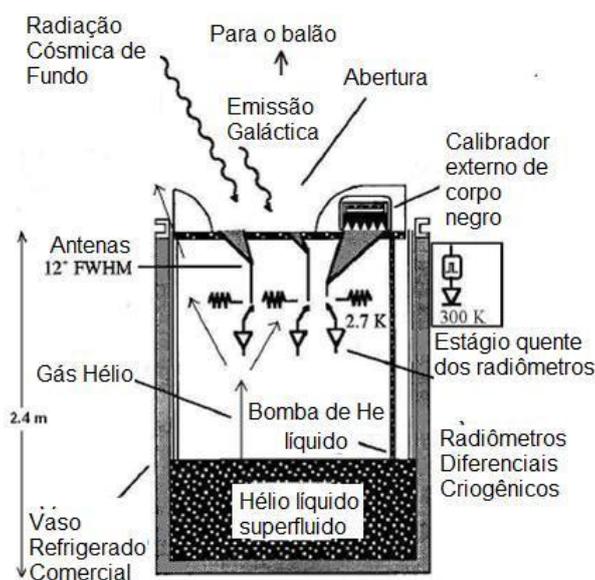


Figura 4.1 - Esquema do instrumento ARCADE. Radiômetros criogênicos comparam as medidas do céu com um calibrador externo de corpo negro. As antenas e o calibrador externo são mantidos a aproximadamente 2,7 K. Não existem janelas ou outros objetos quentes entre a antena e o céu. As temperaturas são mantidas no topo do reservatório através do vapor de Hélio e tanques preenchidos com Hélio líquido, alimentado por canos no reservatório.

FONTE: Adaptada de Singal et al. (2009)

Esse experimento voou em um balão a 37 km de altitude reduzindo a emissão atmosférica e a contaminação de fontes terrestres de radiação em microondas a níveis desprezíveis, tendo assim uma vantagem sobre os instrumentos de solo. A operação de lançamento e recuperação do balão foi feita pela *Columbia Scientific Balloon Facility*, em Palestine, TX ( $31.8^\circ$  lat,  $-95.7^\circ$  long).

## 4.1 Dados do ARCADE

As medidas de temperatura do céu no ARCADE são dominadas por RCF, mas as emissões Galácticas podem ser vistas claramente nos dados de 3, 8 e 10 GHz, Figuras 4.2. Portanto, as emissões observadas são resultantes de uma combinação de RCF, emissão síncrotron e emissão bremsstrahlung. Poeira térmica possui um sinal desprezível para as três primeiras frequências observadas pelo ARCADE.

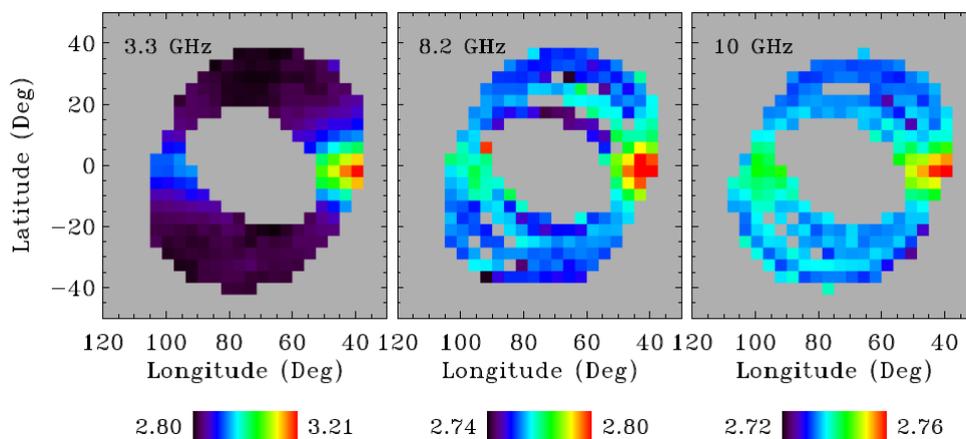


Figura 4.2 - Da esquerda para a direita, são apresentados mapas do ARCADE nas frequências de 3, 8 e 10 GHz em coordenadas Galácticas e escala de temperatura em K.

FONTE: Kogut et al. (2009)

O radiômetro em 30 GHz com o feixe mais estreito não é combinado com os feixes dos outros radiômetros e possui um ruído muito maior do que o outro de 30 GHz. Uma seleção de 25 minutos de dados brutos do vôo (aproximadamente 10% dos dados úteis) é mostrada na Figura 4.3. Apenas um dos canais de cada radiômetro é mostrado (o outro é semelhante). As escalas são de 1 K para os radiômetros de 3 GHz, 8 GHz e 10 GHz,  $\sim 3$  K para o radiômetro de 30 GHz e de  $\sim 2$  K para o radiômetro de 90 GHz. A passagem pela galáxia é nítida nos dados de 3 e 8 GHz (FIXSEN et al., 2009).

Enquanto o radiômetro de 3 GHz observa o calibrador, o de 8 GHz observa o céu e os de 10 GHz, 30 GHz e 90 GHz "observam" o alumínio na parte de baixo do carrossel. O motivo é a disposição das cornetas de observação no disco giratório que as contém,

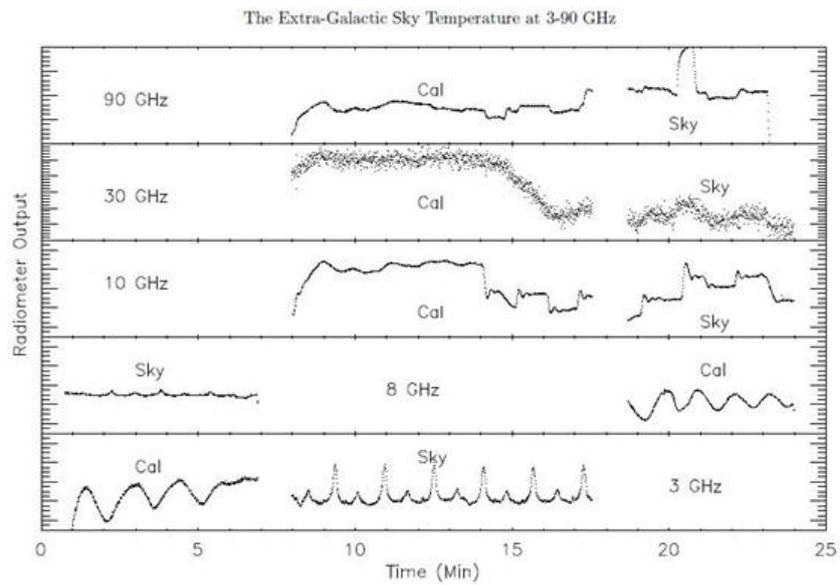


Figura 4.3 - Subconjunto dos dados brutos do vôo do ARCADE 2 em 2006.  
 FONTE: Singal et al. (2009)

Figura 4.4. Neste trabalho usaremos os dados do ARCADE na banda de frequência de 3 GHz, como apresentados na Figura 4.5. Os dados que possuímos do ARCADE são proprietários. Dentre as informações contidas no pacote com os dados estão: as bandas de frequência, o sinal observado, o número de observações por pixel, o mapa de erro e o mapa de *rms*.

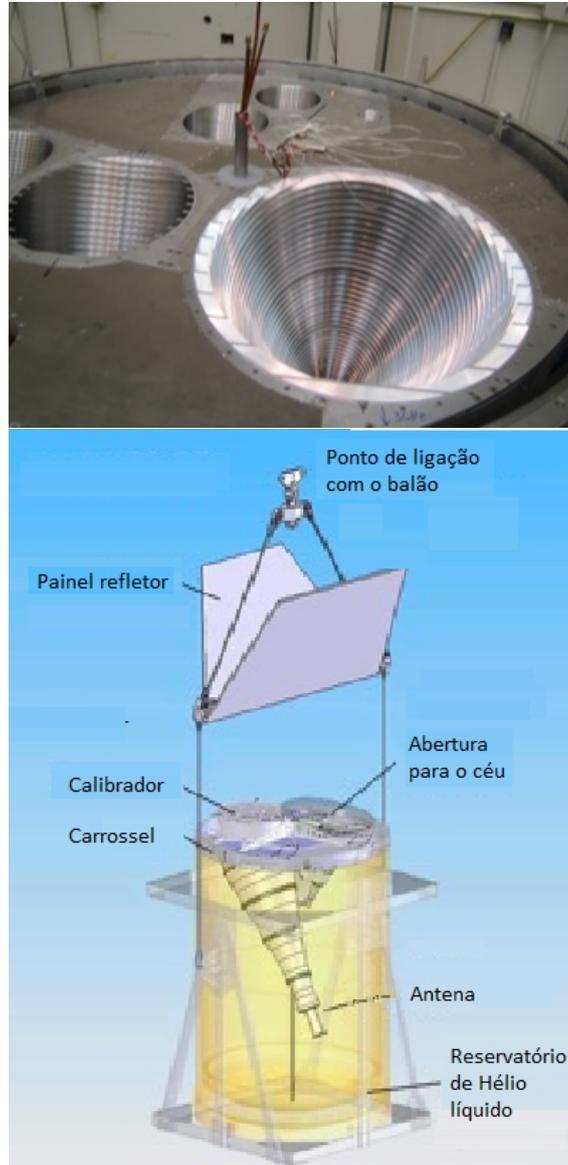


Figura 4.4 - Na imagem de cima vemos a disposição das cornetas no disco giratório. A corneta de maior abertura é relativa à banda de frequência de 3 GHz. A corneta de 8 GHz encontra-se na parte superior da figura. A corneta menor, referente à banda de frequência de 90 GHz, está posicionada junto às cornetas de 10 e 30 GHz e não aparece na figura. Na imagem abaixo está um esquema com a localização do disco giratório e das cornetas no instrumento.  
 FONTE: Singal et al. (2009)

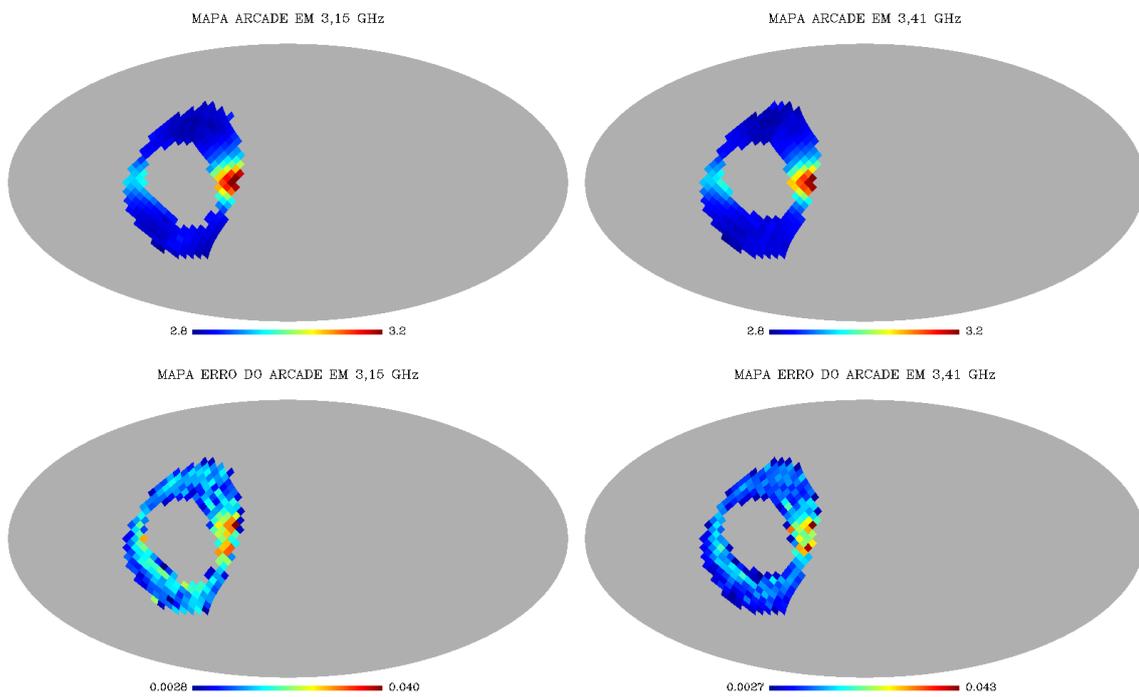


Figura 4.5 - Mapas do ARCADE em coordenadas galácticas e temperatura em K para cada canal. De cima para baixo estão os mapas nas frequências utilizadas nesse trabalho de medida e de erro.

## 5 MAPAS AUXILIARES

Além dos mapas provenientes do GEM na frequência de 2,3 GHz e do ARCADE em 3,28 GHz, serão utilizados mapas auxiliares no processo de estimativa das emissões Galácticas. Os mapas escolhidos são descritos em (LAMBDA/NASA, 2009), Jonas et al. (1998), Haslam et al. (1982), e Finkbeiner (2003). A seguir apresentamos cada um desses quatro mapas.

### 5.1 WMAP

O *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP) é um satélite da NASA que foi lançado para medir a RCF e também observa a emissão da nossa própria Galáxia (ver por exemplo Gold et al. (2010); Bennett et al. (2003)). Sua missão é determinar a geometria, conteúdo, e evolução do universo via uma resolução *Full Width Half Maximum* (FWHM) de 13 minutos de arco do mapa de todo o céu da temperatura de anisotropia da RCF. Inicialmente chamava-se apenas MAP, o **W** foi acrescentado em honra a David Wilkinson, membro da equipe científica da missão e um dos pioneiros no estudo da RCF. A sonda foi lançada por um foguete Delta II em 30 de junho de 2001 na Flórida, EUA. Os mapas celestes provenientes das observações do WMAP têm 45 vezes mais sensibilidade do que os mapas do COBE e possui uma resolução angular 33 vezes maior (LAMBDA/NASA, 2009). A separação do sinal da RCF dos contaminantes Galácticos baseia-se fundamentalmente nas suas diferenças de distribuição espacial e espectral. Algumas características desse instrumento são apresentadas na tabela 5.1 (BENNETT et al., 2003).

Tabela 5.1 - Características do WMAP

Frequência (GHz)	Resolução	Banda	Número de radiômetros
23	0,88°	K	1
33	0,66°	Ka	1
41	0,51°	Q	2
61	0,35°	V	2
94	0,22°	W	4

Ao longo dos anos, o WMAP disponibilizou seus dados para a comunidade científica (<http://lambda.gsfc.nasa.gov/>). Os últimos dados disponibilizados foram os de 7 anos do instrumento. Neste trabalho utilizaremos o mapa de emissão síncrotron de

7 anos do satélite WMAP na banda K, Figura 5.1, para a composição do mapa de índice espectral síncrotron.

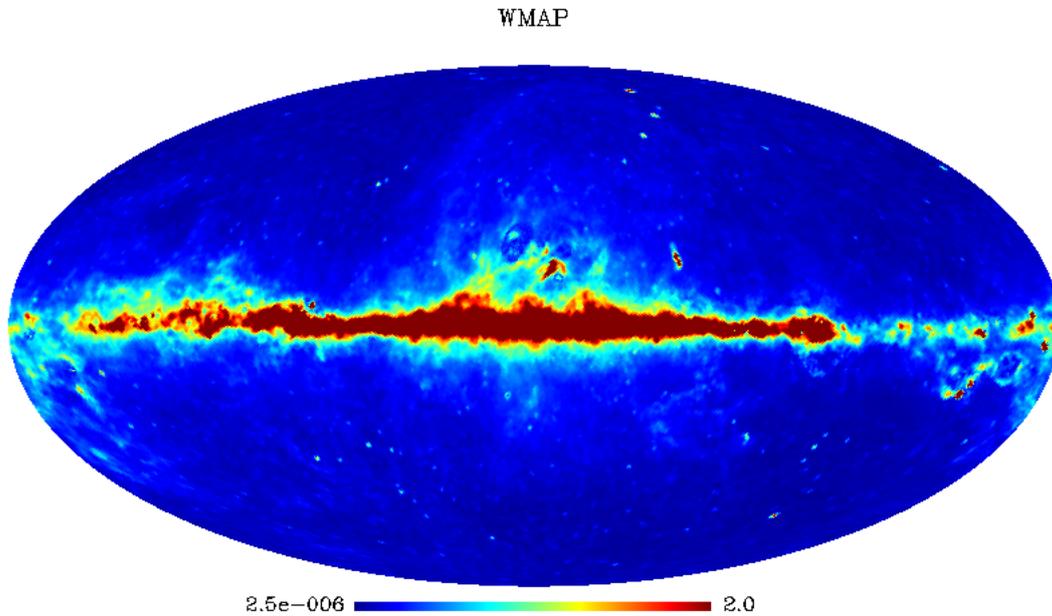


Figura 5.1 - Mapa de emissão síncrotron do WMAP na banda K, 23 GHz.  
FONTE:LAMBDA/NASA (2009)

## 5.2 Jonas

É interessante analisar o mapa apresentado em (JONAS et al., 1998) pois ele foi produzido em uma frequência próxima à do GEM.

Todas as observações foram feitas utilizando o telescópio de 26 m *Hartebeesthoek Radio Astronomy Observatory* (HartRAO). As observações foram feitas com a finalidade de obter um mapa na frequência de 2,326 GHz. A motivação era o estudo do comportamento da emissão síncrotron Galáctica em frequências pouco mapeadas. Esse mapa é o único que mede a emissão contínua em rádio com alta resolução, cobrindo uma área grande do céu. A incerteza na escala de temperatura é menor que 5%. O mapa em coordenadas Galácticas está apresentado na Figura 5.2 e na Tabela 5.2 estão algumas características do instrumento.

Tabela 5.2 - Características do Jonas

Frequência (GHz)	2,326
Resolução	20 minutos de arco
Cobertura do céu	67%
Telescópio	Hartebeesthoek Radio Astronomy Observatory (HartRAO)
Local	África do Sul
Latitude	25°53' Sul

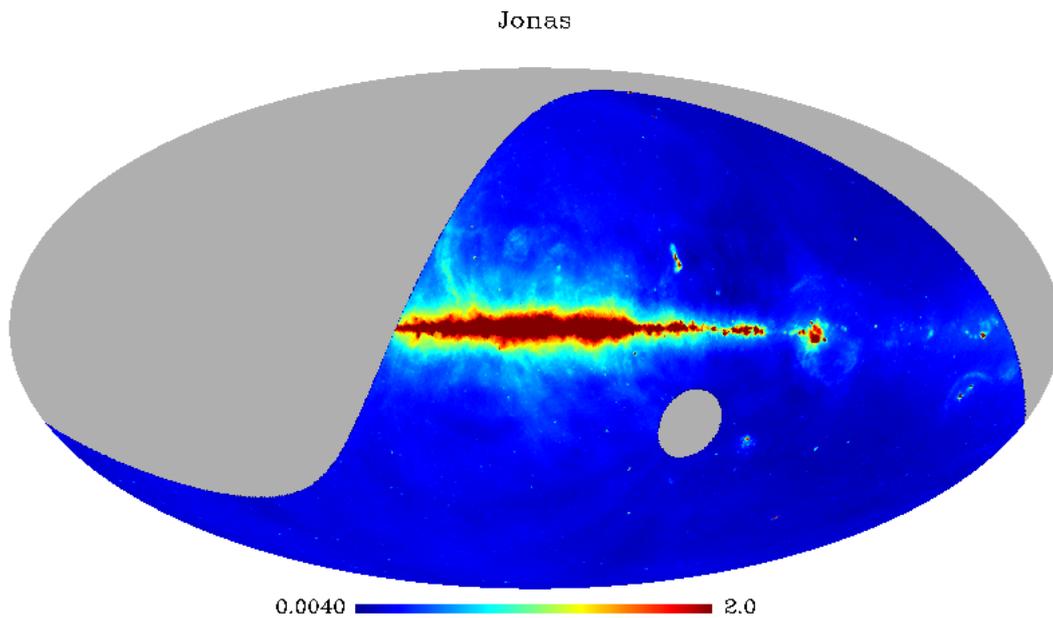


Figura 5.2 - Mapa de emissão Galáctica de Jonas et al. (1998) na frequência de 2,326 GHz.

### 5.3 Haslam

Em (HASLAM et al., 1982) é apresentado um atlas de todo o céu da emissão de rádio no contínuo em temperatura de brilho na frequência de 408 MHz. A resolução angular é aproximadamente  $0,85^\circ$ . Os dados observacionais combinados para gerar o resultado final desse mapa de todo o céu foram obtidos através de quatro experimentos separados descritos abaixo:

- Experimento 1 - Observações das regiões no plano Galáctico diametralmente opostas ao seu centro ( $+180^\circ$  e  $-180^\circ$ ) feitas com o telescópio Jodrell

Bank MKI.

- Experimento 2 - Observações da região norte do céu entre  $-8^\circ$  e  $+48^\circ$  de declinação utilizando o telescópio Effelsberg de 100 metros.
- Experimento 3 - Observações de toda a região sul do céu utilizando o radiotelescópio Parkes de 64 metros.
- Experimento 4 - Observações da região polar norte com o telescópio Jodrell Bank MKIA.

As áreas do céu respectivas a cada instrumento utilizadas para a preparação desse mapa são mostradas na Figura 5.3.

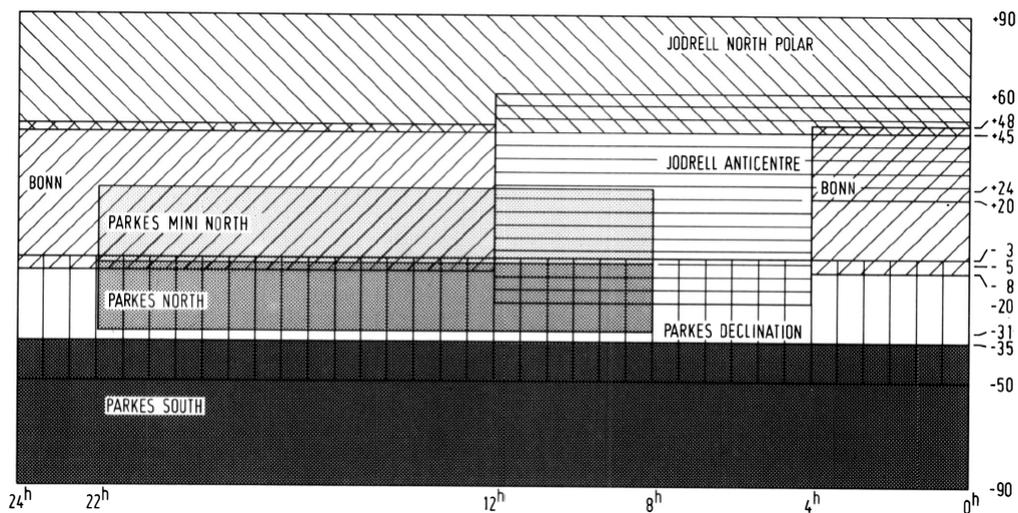


Figura 5.3 - Áreas do céu respectivas a cada instrumento utilizadas para a composição do mapa de emissão síncrotron do Haslam em 408 MHz.

FONTE: Haslam et al. (1982)

Esse foi o outro mapa, além do proveniente do WMAP, escolhido como *template* síncrotron para a composição do mapa de índice espectral síncrotron. Na Figura 5.4 apresentamos o *template* síncrotron proveniente do Haslam e na Tabela 5.3 suas características.

Na Tabela 5.4 estão algumas características dos instrumentos em baixas frequências, como os apresentados na seção 2 e 3, listados em (JONAS et al., 1998).

Haslam

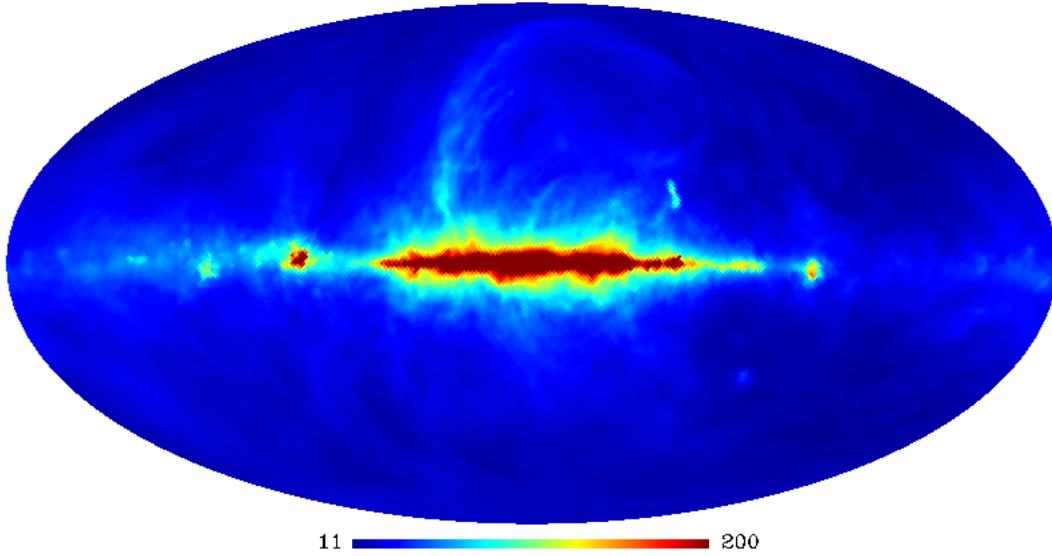


Figura 5.4 - Mapa de emissão Galáctica na frequência de 408 MHz

Tabela 5.3 - Características do Haslam

Frequência (GHz)	0,408
Resolução	0,85°
Cobertura do céu	100%

#### 5.4 Finkbeiner

No capítulo de emissões Galácticas vimos que a emissão livre-livre está associada principalmente às regiões de intensa formação estelar, regiões HII. O hidrogênio ionizado é o responsável pela emissão  $H_\alpha$ . Essa emissão, tanto no óptico quanto no rádio, depende da temperatura do elétron  $T_e$  e é medida em Rayleigh (R), em que  $1R = \frac{10^6}{4\pi}$  fótons  $s^{-1} cm^{-2} sr^{-1} \equiv 2,41 \times 10^7$  erg  $s^{-1} cm^{-2} sr^{-1}$  para  $T_e = 8000$  K.

O índice espectral livre-livre é uma função que varia com a frequência e a temperatura dos elétrons, como mostrado na Figura 5.5. Se essa variação não for levada em conta, pode gerar uma discrepância significativa na emissão de rádio prevista quando consideramos um grande intervalo de frequências. Por isso, é preciso levar em conta a profundidade óptica para a emissão livre-livre. A razão entre a profun-

Tabela 5.4 - Algumas características de instrumentos de baixa frequência

Frequência (GHz)	Resolução	cobertura do céu	Telescópio
0,408	51'	$-90^\circ < \delta < +90^\circ$	Effelsberg 100 m Jodrell Bank 76 m Parkes 64 m
0,820	72'	$-7^\circ < \delta < +85^\circ$	Dwingeloo 25 m
1,420	35'	$-19^\circ < \delta < +90^\circ$	Stockert 25 m
1,420	30'	$-90^\circ < \delta < -19^\circ$	Villa Elisa 30 m
2,326	20'	$-83^\circ < \delta < +13^\circ (32^\circ)$	HartRAO 26 m
2,720	19'	$-28^\circ < \delta < +90^\circ$	Stockert 25 m

didade óptica derivada por Oster (1961) e a aproximação para baixas frequências encontrada em Finkbeiner (2003) é dada na Equação 5.1.

$$a = 0,366\nu_{GHz}^{0,1} T_e^{-0,15} \times \ln[4,995 \times 10^{-2} \nu_{GHz}^{-1}] + 1,5 \ln T_e \quad (5.1)$$

Nesta equação  $T_e$  é a temperatura dos elétrons e  $\nu_{GHz}$  é a frequência em GHz.

A determinação óptica da temperatura dos elétrons em regiões HII referem-se à vizinhança Solar dentro de 1 ou 2 kpc a partir do Sol. Determinações de temperatura eletrônica mostram um claro gradiente de temperatura que aumenta com o raio com origem no centro da galáxia variando de 5000 K em 4 kpc até 9000 K em 12 kpc. Isto ocorre devido ao decréscimo de metalicidade em grandes raios. O valor local em  $R_0 = 8,5$  kpc é  $T_e = 7000$  K e será adotado doravante como o valor típico.

Um mapa  $H\alpha$  de todo o céu com resolução angular de 6 minutos de arco foi produzido por Finkbeiner (2003) a partir dos mapas do Virginia Tech Spectral line Survey (VTSS) (DENNISON et al., 1998), Southern H-Alpha Sky Survey (SHASSA) (GAUSTAD et al., 2001) e Wisconsin H-Alpha Mapper (WHAM) (REYNOLDS et al., 2002). Essa composição pode ser utilizada para estabelecer limites para a emissão bremsstrahlung térmica. A relação entre a emissão de rádio e a emissão  $H\alpha$  em unidades de mK/R é dada por:

$$\frac{T_b^{ff}}{I_{H\alpha}} = 8,396 \times 10^3 a \times \nu_{GHz}^{-2,1} T_e^{0,667} 10^{0,029/t_4} (1 + 0,08) \quad (5.2)$$

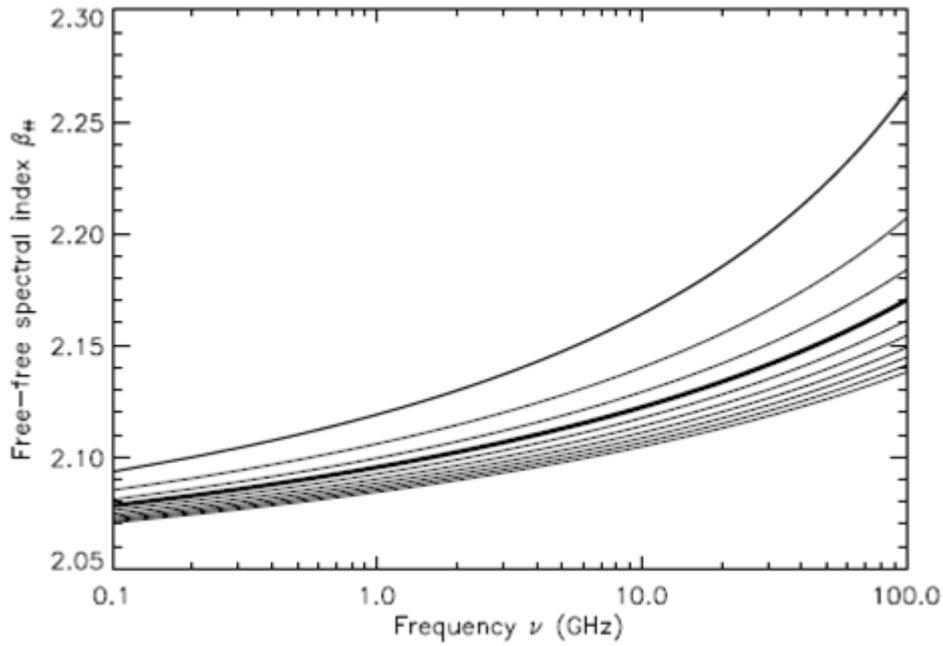


Figura 5.5 - Índice espectral da emissão bremsstrahlung como função da frequência e temperatura dos elétrons. As curvas de cima para baixo possuem temperaturas  $T_e = (2; 4; 6; 8; 10; 12; 14; 16; 18; 20) \times 10^3$  K.  
 FONTE: Dickinson et al. (2003)

em que  $T_4$  é a temperatura dos elétrons em unidades de  $10^4$  K,  $T_b^{ff}$  mapa em unidade de Kelvin,  $I_{H\alpha}$  é o mapa original em Rayleigh e  $a$  é dado em 5.1. Na Figura 5.6 apresentamos o mapa utilizado como *template* da emissão bremsstrahlung e na Tabela 5.5 suas características.

Tabela 5.5 - Características do Finkbeiner

Medida	emissão $H_\alpha$
Resolução	6 minutos de arco
Cobertura do céu	100%

No próximo capítulo apresentamos a análise dos dados apresentados nos capítulos 3-5.

Finkbeiner

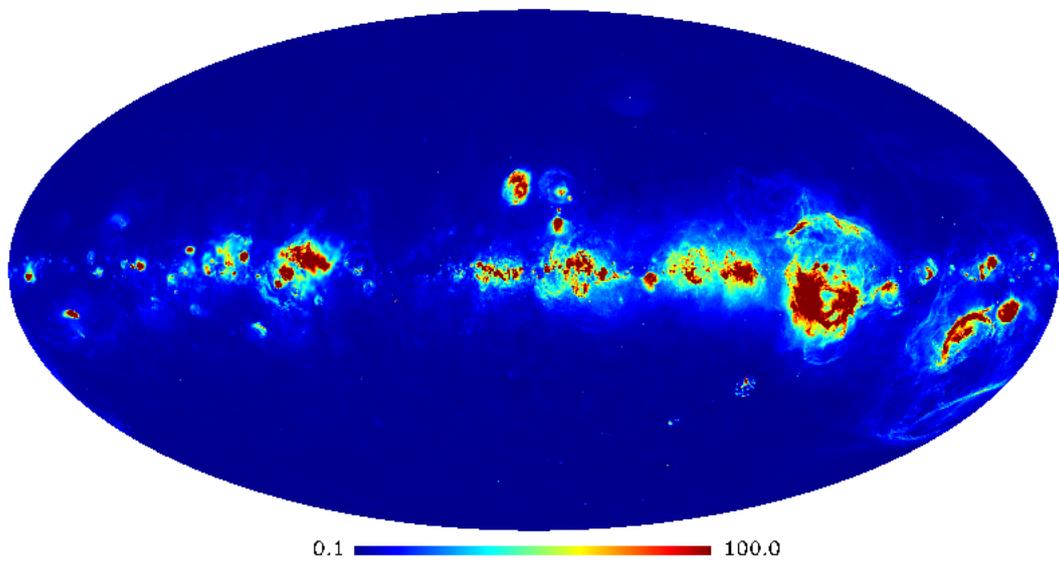


Figura 5.6 - Template de emissão bremsstrahlung obtido por (FINKBEINER, 2003). em unidades de Rayleigh (R).

## 6 ANÁLISE DOS MAPAS

O trabalho com funções no domínio de uma topologia esférica, como é o caso dos dados colhidos observando-se a esfera celeste, é de particular importância para a astronomia, cosmologia e geofísica espacial. O mapa digitalizado do céu é um estágio intermediário essencial para o processo de informações entre as medidas feitas pelo instrumento e o estágio final da análise astrofísica dos mesmos. A fim de utilizar essas funções, é necessário utilizar ferramentas numéricas adequadas e precisas. Aqui, para tal fim, foi escolhido o pacote HEALPix (*Hierarchical, Equal Area, and iso-Latitude Pixelisation*) disponível para a linguagem IDL (*Interactive Data Language*). Esse pacote faz uma partição curvilínea da esfera em quadriláteros de áreas exatamente iguais, variando sua forma. A resolução base consiste de doze pixels em três anéis ao redor dos pólos e do equador. A resolução é expressa em termos do parâmetro  $N_{side}$  que define o número de divisões ao longo do lado de um pixel de resolução base. A relação entre o número de pixels que cobre todo o céu,  $N_{pix}$ , e o  $N_{side}$  é definida pela Equação 6.1. Para uma explicação detalhada do HEALPix veja Górski et al. (2007).

$$N_{pix} = 12 \times N_{side}^2 \quad (6.1)$$

Nos capítulos 3 e 4 vimos que os mapas utilizados nesse trabalho possuem tanto o número de pixels que preenchem o mapa quanto a largura do feixe ( $FWHM$ , *Full Width Half Maximum*) diferentes. O GEM possui  $N_{side} = 128$  ( $\sim 2^\circ$ ) e foi degradado e suavizado para o número de pixels e largura do feixe do ARCADE  $N_{side} = 16$  ( $\sim 11,6^\circ$ ).

O HEALPix possui duas maneiras diferentes de distribuir os pixels nos mapas. Na primeira, denominada *ring*, pode-se simplesmente contar os pixels de cima para baixo, partindo do polo norte até o polo sul, ao longo de anéis de iso-latitudes. Na segunda maneira, denominada *nest*, os pixels são distribuídos em doze "estruturas de árvore", correspondentes a pixels base de resolução. A estrutura de árvores é organizada como mostrado na Figura 6.1 em superfícies esféricas. O esquema com as distribuições *ring* e *nest* é mostradas na Figura 6.2 em superfícies planas.

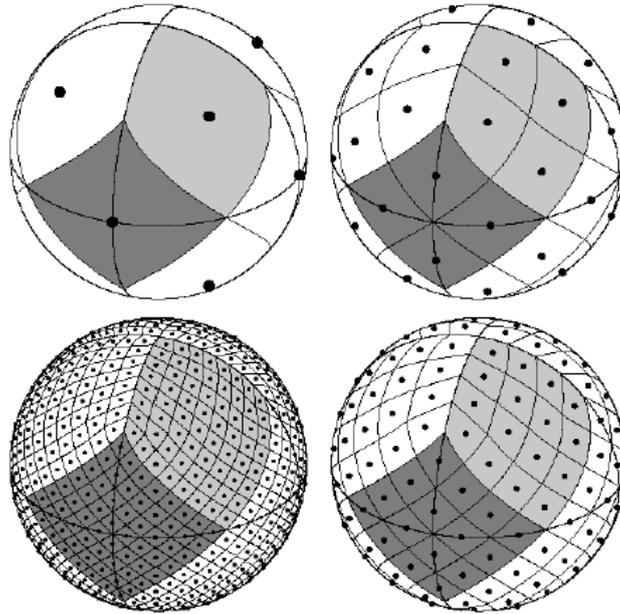


Figura 6.1 - Distribuição dos pixels sobre a superfície da esfera feita pelo HEALPix. Movendo-se em sentido horário partindo da imagem superior do lado esquerdo a esfera está subdividida com a resolução referente ao  $N_{\text{side}}=1, 2, 4, 8$ , e ao número total de pixels é  $N_{\text{pix}}= 12 \times (N_{\text{side}})^2 = 12, 48, 192, 768$ .  
 FONTE: Figura adaptada de Górski et al. (2007)

## 6.1 Mapa do ARCADE em 3,28 GHz

É relevante lembrar que ambos os radiotelescópios desse trabalho medem o céu em uma faixa de frequências em que a emissão síncrotron é dominante, mas que, além dela, existe um pequeno sinal bremsstrahlung. Para uma análise mais cuidadosa dos dados, a emissão bremsstrahlung foi removida de cada mapa. Apenas com os dados do ARCADE e do GEM não é possível separar as observações em componentes individuais (síncrotron e bremsstrahlung). Utilizamos o mapa de emissão livre-livre de (FINKBEINER, 2003) mostrado no Capítulo 5 para remover a emissão livre-livre dos mapas de temperatura GEM e do ARCADE. A temperatura em Kelvin desse mapa foi calculada através da Equação 6.2, dada no capítulo 5, em  $T = 7000$  K para cada frequência utilizada: 2,3 , 3,15 e 3,41. Os mapas resultantes são apresentados na Figura 6.3. Já a emissão de poeira, como vimos, pode ser considerada desprezível nas frequências utilizadas.

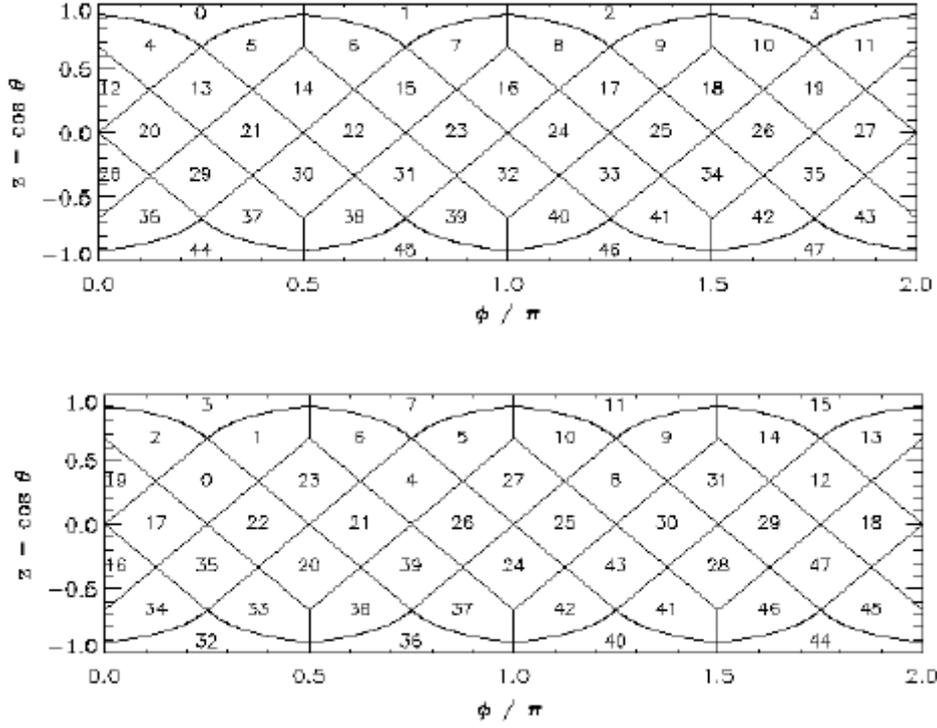


Figura 6.2 - De cima para baixo a figura apresenta a distribuição dos pixels em formato *ring* e *nest*. Ambos mapeiam a distribuição em duas dimensões de elementos discretos de área da esfera em um vetor com números inteiros de pixels em uma dimensão. O Nside de ambos é igual a 2.  
 FONTE: Figura adaptada de Górski et al. (2007)

$$\frac{T_b^{ff}}{I_{H\alpha}} = 8,396 \times 10^3 a \times \nu_{GHz}^{-2,1} T_4^{0,667} 10^{0,029/t_4} (1 + 0,08) \quad (6.2)$$

Comparar o ARCADE com o GEM (a fim de atingir o objetivo de calibrar este último), requer que isolem a emissão síncrotron em ambos os mapas. A contribuição dessa emissão no ARCADE pode ser representada pela Equação 6.3:

$$T_{sincrotron} = T - CMB - bremsstrahlung \quad (6.3)$$

sendo  $T_{sincrotron}$  a temperatura síncrotron desejada,  $T$  a temperatura total do mapa,  $CMB$  o sinal da radiação cósmica de fundo como medida pelo *FIRAS*,  $2,725 \pm 0,002$  (MATHER, 1990) e *bremsstrahlung* a contribuição desse contaminante ao mapa. O

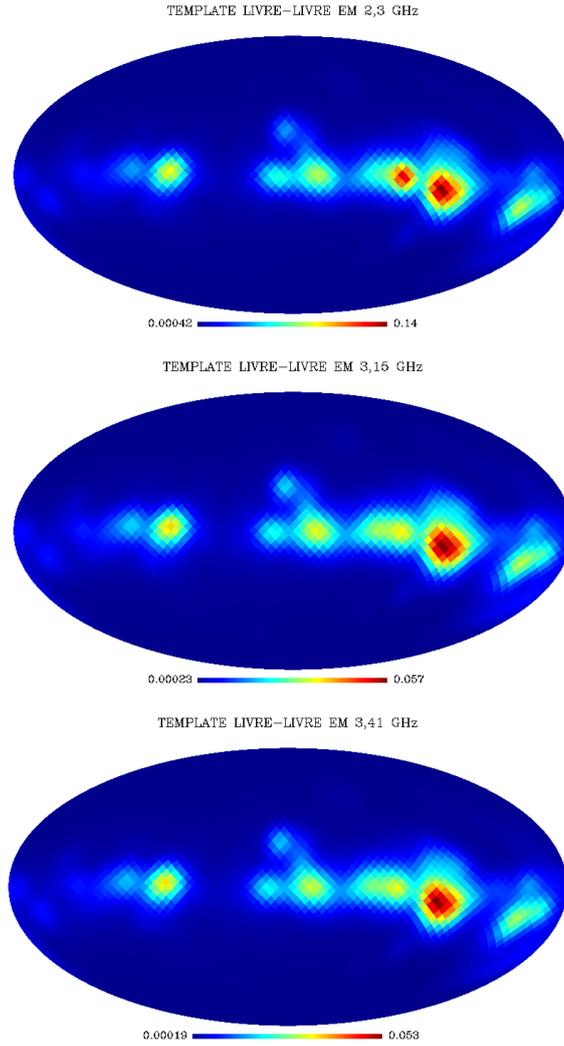


Figura 6.3 - Mapas de emissão livre-livre calculado através da Equação 6.2 na temperatura de 7000 K para cada frequência utilizada. De cima para baixo temos o mapa em 2,3 , 3,15 e 3,41.

cálculo de erro associado à contribuição síncrotron é dado pela Equação 6.4:

$$\sigma_{sincrotron}^2 = \sigma_T^2 + \sigma_{CMB}^2 + \sigma_{bremsstrahlung}^2 \quad (6.4)$$

em que  $\sigma_{sincrotron}$ ,  $\sigma_T$ ,  $\sigma_{CMB}$  e  $\sigma_{bremsstrahlung}$ , são os erros associados ao mapa de emissão síncrotron, ao mapa completo original, à RCF e ao mapa de emissão bremsstrahlung, respectivamente.

A calibração absoluta do ARCADE é obtida através da comparação dos dados do céu com um calibrador de corpo negro de temperatura física conhecida (FIXSEN et al., 2009). Em geral a RCF é expressa em termos de temperatura termodinâmica, enquanto que as emissões Galáctica e extra-Galáctica são expressas em temperatura de antena. Por isso, é preciso fazer uma conversão entre essas duas temperaturas usando a Equação 6.5.

$$T_A = \frac{x}{\exp^x - 1} T \quad (6.5)$$

Sendo  $T$  a temperatura termodinâmica e  $x$  dado na Equação 6.6 abaixo:

$$x = \frac{h\nu}{kT_{RCF}} \quad (6.6)$$

sendo  $h$  a constante de Planck,  $\nu$  a frequência do instrumento,  $k$  a constante de Boltzmann e  $T_{RCF}$  a temperatura dos fótons da RCF.

No capítulo 4 vimos que esse instrumento possui dois canais de observação para cada pequeno intervalo de frequência, sendo que a partir de cada canal podemos gerar um mapa do céu. Como o ARCADE faz medidas em 5 frequências diferentes, teremos 10 mapas do céu, dois para cada canal. Cada mapa possui um *rms* de incerteza associado a cada pixel. Por isso, ao invés de escolhermos um dos canais na faixa de frequência de 3 GHz, fizemos uma média ponderada pelos erros associados a cada medida. O primeiro canal observa o céu na frequência de 3,15 GHz e o segundo em 3,41 GHz. Consideramos então que o mapa somado, com as devidas correções de temperatura, pode ser representado por uma frequência média de 3,28 GHz. A temperatura média foi calculada da seguinte maneira (BEVINGTON, 1969):

$$T_{media} = \left( \frac{\frac{T_a}{\sigma_a^2} + \frac{T_b}{\sigma_b^2}}{\sigma_a^2 + \sigma_b^2} \right) \quad (6.7)$$

Sendo,  $\sigma_a$  e  $\sigma_b$ ,  $T_a$  e  $T_b$ , os *rms* e temperaturas associados às cornetas a e b, respectivamente.

E o erro associado ao mapa médio é dado pela Equação 6.8 (BEVINGTON, 1969).

$$E_{medio} = \sqrt{\left(\frac{1}{\sigma_a^2 + \sigma_b^2}\right)} \quad (6.8)$$

Os mapas de temperatura média e seus erros são apresentados nas Figuras 6.4.

Note que a frequência do ARCADE e do GEM são diferentes e, portanto, compará-los também exige que extrapolemos o ARCADE para a frequência de 2,3 GHz. Esse procedimento foi feito considerando-se que a emissão síncrotron é bem descrita por uma lei de potência de acordo com a Equação 6.9.

$$I_{2,3GHz} = I_{3GHz} \left(\frac{2,3}{3,28}\right)^\beta \quad (6.9)$$

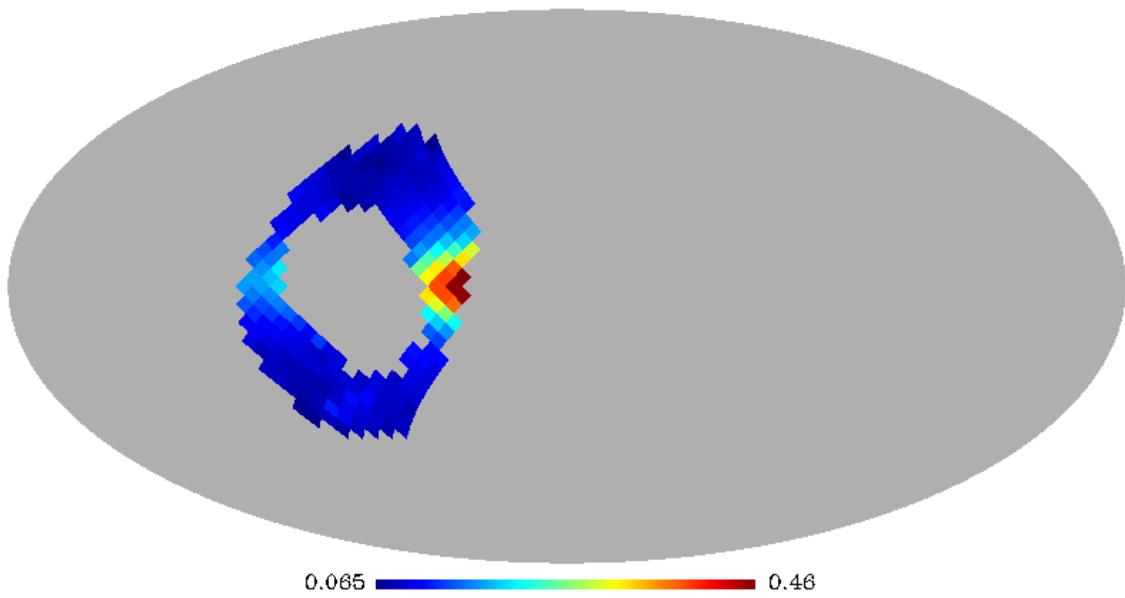
sendo que  $I_{2,3GHz}$  é o mapa sintético em 2,3 GHz a ser calculado.  $I_{3GHz}$  é o mapa que possuímos do ARCADE em 3,28 GHz. 2,3 é a frequência em GHz para a qual queremos extrapolar o ARCADE. 3,28 é a frequência do ARCADE que possuímos. Por fim,  $\beta$  é o índice espectral calculado para a emissão síncrotron. Este último, como vimos no Capítulo 2, possui valores que podem ser encontrados na literatura (por exemplo, Bennett et al. (2003) e Hinshaw et al. (2007) entre outros). No entanto, há uma variação grande do índice espectral para cada pixel no mapa de emissão síncrotron. Por isso, calculamos o índice espectral pixel a pixel de modo a obter um mapa que contém mais informações a respeito da variação espacial desse índice do que se utilizássemos apenas seu valor médio.

O processo para o cálculo desse mapa é dado também pela expressão da emissão síncrotron, mas isolando  $\beta$  como incógnita.

$$\beta = \frac{\log I_1/I_2}{\log \nu_1/\nu_2} \quad (6.10)$$

Os mapas utilizados para o cálculo de  $\beta$  foram baseados nos dados de emissão Galáctica descritos em (HASLAM et al., 1982) ( $I_1$ ) na frequência de 0,408 GHz ( $\nu_1$ ) e no mapa de temperatura síncrotron do WMAP 7 anos ( $I_2$ ) em 23 GHz ( $\nu_2$ ) (encontrado em <http://lambda.gsfc.nasa.gov/>). Como resultado temos um detalhamento espacial melhor das variações do índice espectral da emissão síncrotron. Apesar do mapa Haslam ser dominado por emissão síncrotron, foi necessário remover a pequena con-

ARCADE 3 GHz



ERRO 3 GHz

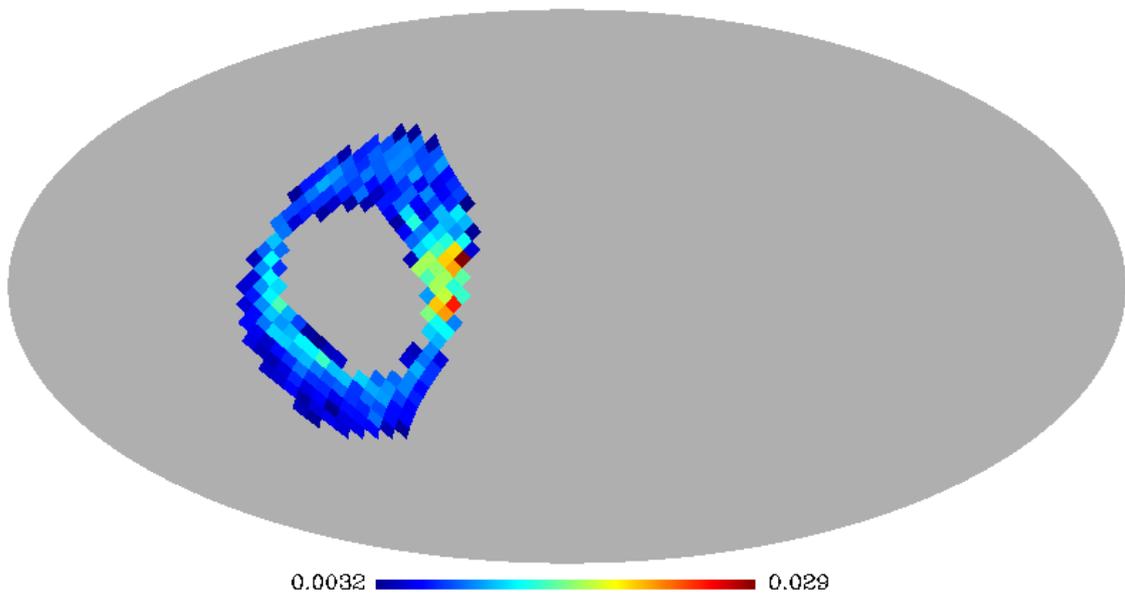


Figura 6.4 - De cima para baixo, vemos os mapas de temperatura síncrotron associada à média das cornetas em 3 GHz e seu erro.

tribuição livre-livre para o cálculo do índice espectral. O *template* de (FINKBEINER, 2003), com  $T_e = 7000$  K, foi escalonado para remover a emissão bremsstrahlung na frequência de 0,408 GHz.

Para o cálculo do mapa de erro associado ao mapa de índice espectral, utilizamos a expressão geral de erro estatístico de uma função  $f(x, y)$  dada pela Equação 6.11.

$$\Delta f = \frac{\partial f}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial f}{\partial y} \Delta y \quad (6.11)$$

Se não há correlação entre as variáveis, como é o caso de todas as funções desse trabalho, podemos reescrever a 6.11 como:

$$\Delta f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 (\Delta x)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 (\Delta y)^2} \quad (6.12)$$

O mapa de índice espectral e seu erro são apresentados nas Figuras 6.5.

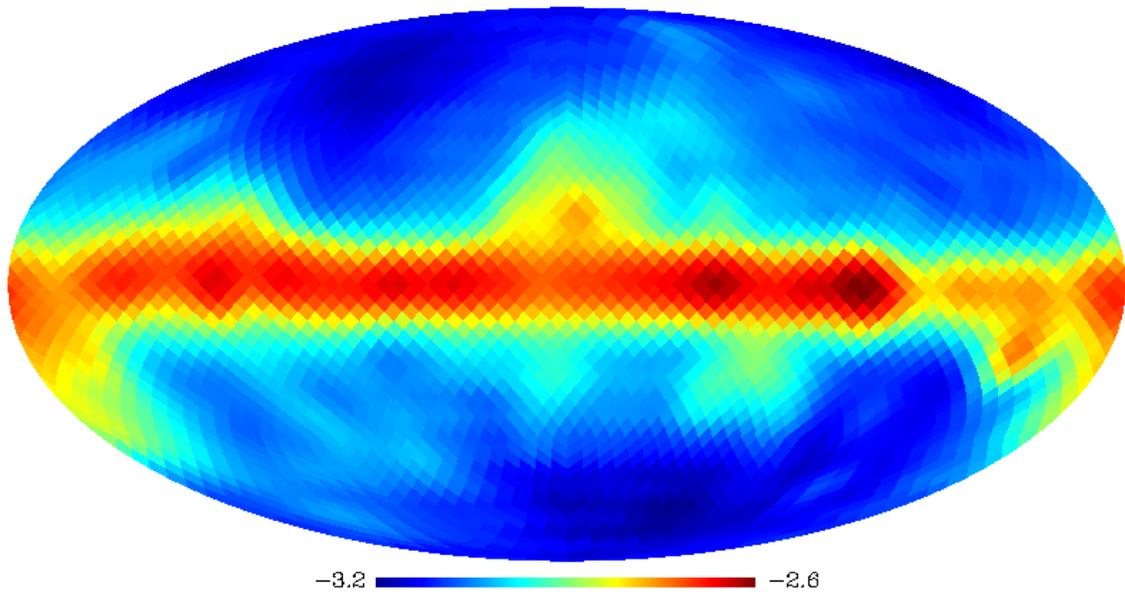
Uma vez obtido o mapa de índice espectral, podemos agora voltar na expressão 6.9 e calcular o mapa sintético do ARCADE na frequência desejada. Seu erro será calculado também através da Equação 6.12. Os resultados são apresentados na Figura 6.6.

Finalmente encontramos um calibrador para o GEM: o mapa médio dos canais do ARCADE, com apenas a contribuição síncrotron e na frequência de 2,3 GHz.

## 6.2 Separação de regiões

A emissão síncrotron Galáctica varia espacialmente, por isso deve-se tomar cuidado com as regiões que serão comparadas nos mapas do ARCADE e do GEM. O mapa do ARCADE possui uma intersecção pequena com o mapa do GEM, o que torna impossível a comparação entre a temperatura de todos os pixels do GEM com os respectivos pixels do ARCADE. Além disso, a comparação entre os pixels de ambos os mapas apenas na intersecção entre eles, em princípio, não forneceria informações a respeito de como os pixels fora da intersecção devem ser calibrados no GEM. A abordagem escolhida para calibrar todo o mapa do GEM foi feita levando-se em consideração três diferentes regiões de seu mapa:

MAPA DE INDICE ESPECTRAL



ERRO MAPA DE INDICE ESPECTRAL

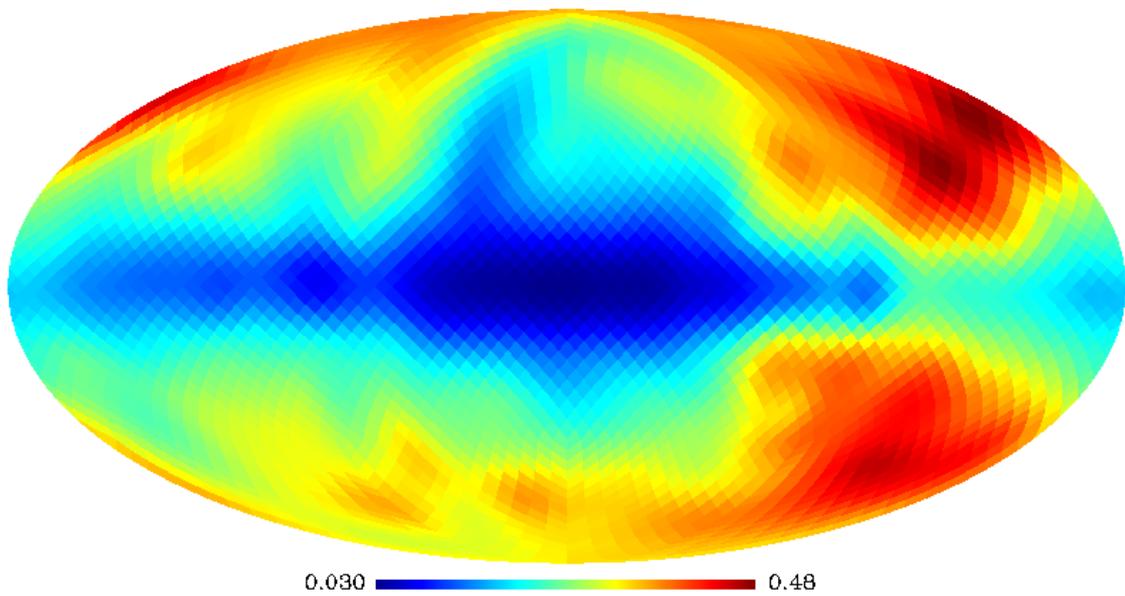
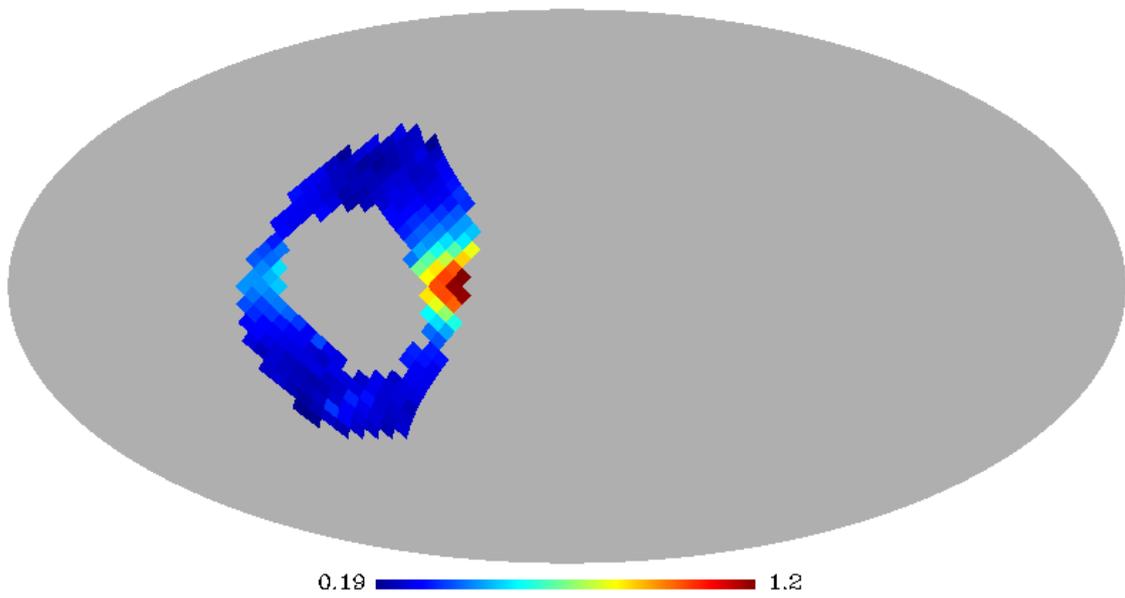


Figura 6.5 - De cima para baixo, vemos os mapas de índice espectral e seu erro calculados através dos dados do Haslam 0,408 GHz e WMAP 23 GHz.

ARCADE sintético 2.3 GHz



ERRO ARCADE 2.3GHz

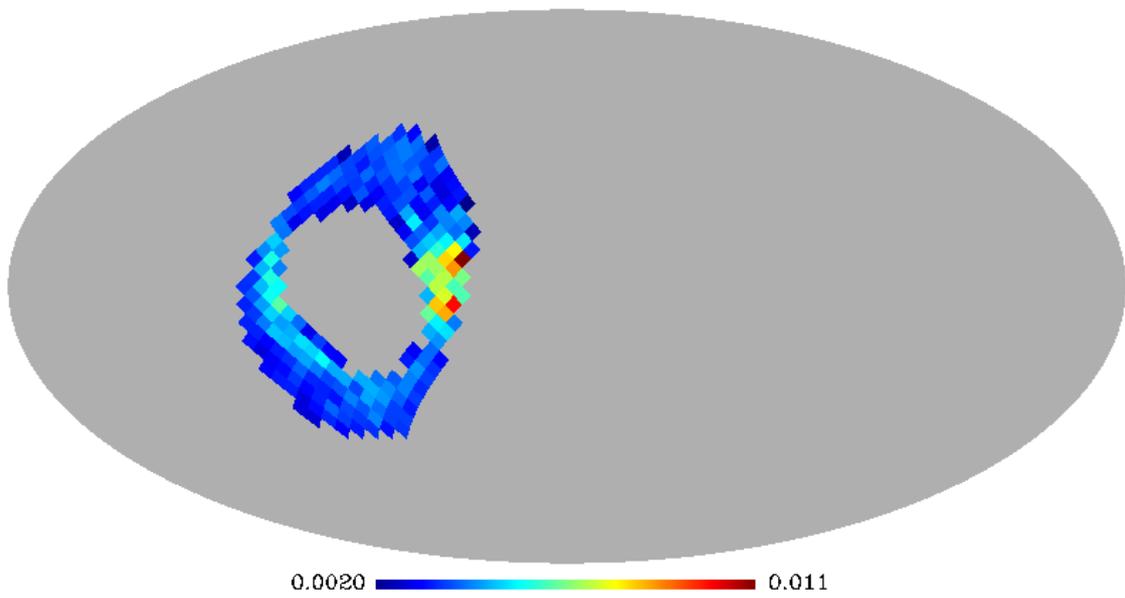


Figura 6.6 - De cima para baixo, vemos os mapas do ARCADE sintético em 2,3 GHz e seu erro.

- Região do plano Galáctico
- Região com baixa emissão fora do plano Galáctico
- Região com alta emissão fora do plano Galáctico

Dessa maneira, minimizamos efeitos de variações espaciais de temperatura e encontramos regiões que podem ser calibradas pela mesma constante tanto na região de intersecção dos mapas quanto na região fora da intersecção. Não é interessante subdividir o mapa em mais regiões pois a resolução do ARCADE é pequena e acabaríamos escolhendo apenas um pixel do ARCADE para calibrar uma região inteira do GEM.

Para a escolha das regiões de alta e baixa emissão primeiro retiramos a região do plano Galáctico do mapa do GEM através de uma máscara (Figura 6.7). Depois calculamos a média do restante do mapa. Para melhor visualização, na Figura 6.8 encontra-se o gráfico de *pixel X Intensidade* para a região fora do plano em que a linha vertical vermelha indica a temperatura média do mapa, que é 0,20. A região maior ou igual a essa média foi considerada de alta emissão e a região menor que essa média, de baixa emissão. As três regiões de calibração são mostradas na Figura 6.9.

A região total a ser comparada para calibração é apenas onde existem pontos comuns nos dois mapas. Portanto, multiplicamos ambos por uma máscara correspondente a essa intersecção. Essa máscara está apresentada no primeiro mapa da Figura 6.10 e os mapas do GEM e ARCADE com dados apenas na região de intersecção são apresentados na figura 6.11. Além disso, para a comparação entre mapa calibrador e as diferentes regiões em que dividimos o GEM, é preciso que as regiões comparadas sejam as mesmas. Dessa maneira, transformamos as figuras do plano Galáctico, alta e baixa emissão fora do plano Galáctico em máscaras (Figura 6.10) e as multiplicamos pelos mapas do GEM e do ARCADE, ambos já com dados apenas na região de intersecção.

A comparação foi feita entre a média de cada uma dessas regiões no ARCADE e as médias correspondentes no GEM. Como resultado obtivemos três constantes de calibração apresentadas na Tabela 6.1.

O processo final para a calibração foi multiplicar o mapa original do GEM pelas constantes respectivas a cada região, como mostra a Figura 6.12. Essa figura é apenas

### MASCARA PLANO

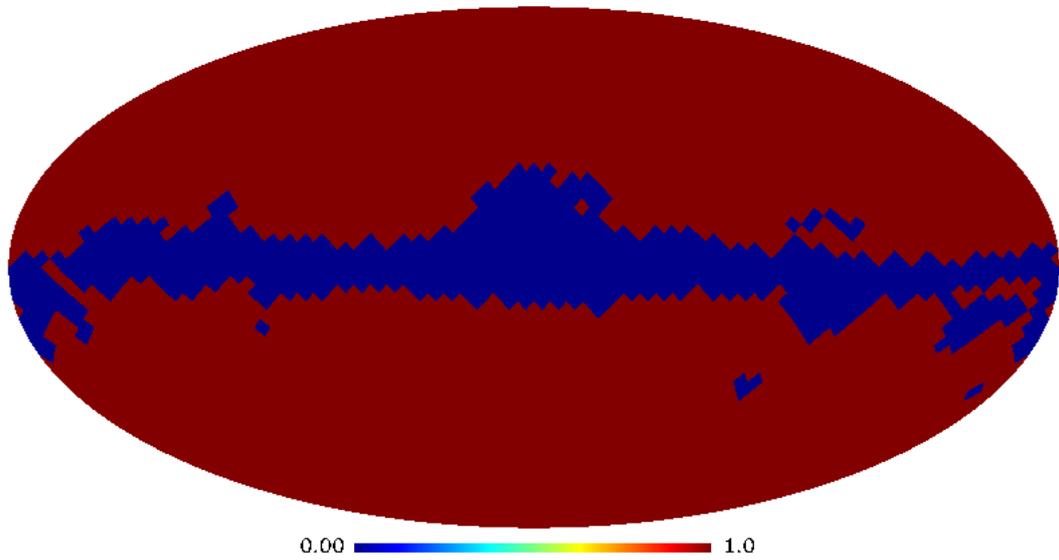


Figura 6.7 - Mapa que mascara a região do plano. Essa máscara foi utilizada para encontrar as regiões de alta e baixa emissão fora do plano Galáctico no mapa do GEM.

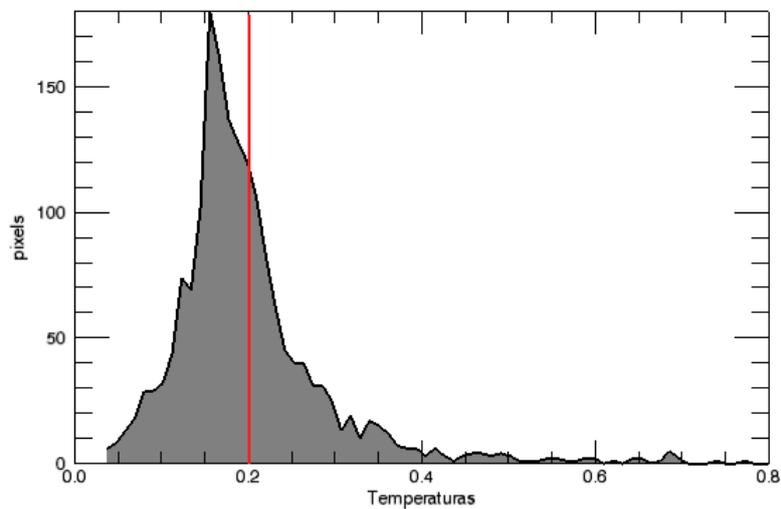


Figura 6.8 - Essa figura foi produzida através do gráfico de *pixel X Intensidade* para o mapa do GEM na região fora do plano Galáctico. A linha vertical vermelha indica a temperatura média do mapa nessa região, que é 0,20.

ilustrativa, portanto os valores de temperatura do mapa não são valores reais. O

resultado final é apresentado no próximo capítulo.

Tabela 6.1 - Constantes de calibração

Regiões	Valor	Nome da constante
Plano Galáctico	0,76	$C_1$
Fora do plano Galáctico - alta emissão	0,98	$C_2$
Fora do plano Galáctico - baixa emissão	1,51	$C_3$

### 6.3 Cálculo do mapa de erro do GEM

Os dados que possuímos do GEM em 2,3 GHz são referentes ao sinal observado e ao número de observações por pixel. Para calibrar o mapa é necessário encontrar o erro associado a cada pixel.

A radiação recebida da RCF de fontes astronômicas discretas, da atmosfera terrestre e do solo, são ruídos aleatórios indistinguíveis daqueles produzidos por resistores quentes ou receptores eletrônicos. Um receptor de rádio usado para medir a potência média do ruído vindo de um radiotelescópio em uma banda de frequência bem definida é chamado radiômetro. Por isso, os erros do GEM, pixel a pixel, podem ser calculados conhecendo-se o número de observações por pixel e usando-se a equação do radiômetro.

O mapa com o sinal na frequência de 2,3 GHz corresponde aos dados obtidos pelo mesmo instrumento no Brasil (em Cachoeira Paulista) e na Colômbia (em Villa de Leyva).

$$\sigma_T = \frac{T_{sis}}{\sqrt{nobs \times \Delta B \times \tau}} \quad (6.13)$$

Em que  $T_{sis}$ , a temperatura do sistema, e  $nobs$ , o mapa com o número de observações, estão associados às medidas realizadas no Brasil e na Colômbia, e são diferentes para cada país. Mas, por serem dados obtidos através do mesmo instrumento, possuem a mesma largura de banda,  $\Delta B$ , e o mesmo tempo de integração,  $\tau$ . Dessa maneira, a equação do radiômetro foi utilizada duas vezes: uma para a região do Brasil e outra

para a da Colômbia, Figura 6.13. Ao final, o mapa erro da Colômbia foi somado ao mapa erro do Brasil resultando em um mapa erro total que a abrange a mesma região do mapa GEM na frequência de 2,3 GHz, como mostrado na Figura 6.14 juntamente com o mapa total de observações.

Essa separação de regiões correspondentes a cada país foi possível devido às máscaras apresentadas na Figura, 6.13.

A temperatura do sistema, é a soma da temperatura de antena e da temperatura do ruído do receptor dada por:

$$T_{sis} = T_{RCF} + T_{FONTE} + T_{ATM} + T_{REC} + \dots \quad (6.14)$$

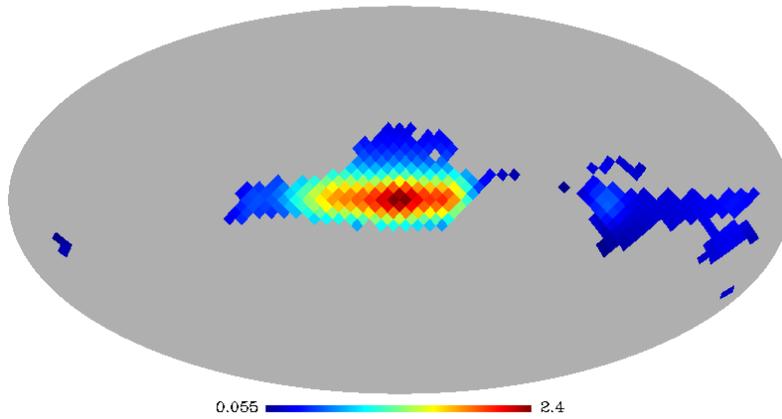
Já que a potência do ruído por unidade de banda gerada por um resistor de temperatura  $T$  é  $P = KT$  no limite de baixas frequências, é possível definir a temperatura de ruído em termos da sua potência por unidade de banda da seguinte maneira:

$$T_N \equiv \frac{P_\nu}{k} \quad (6.15)$$

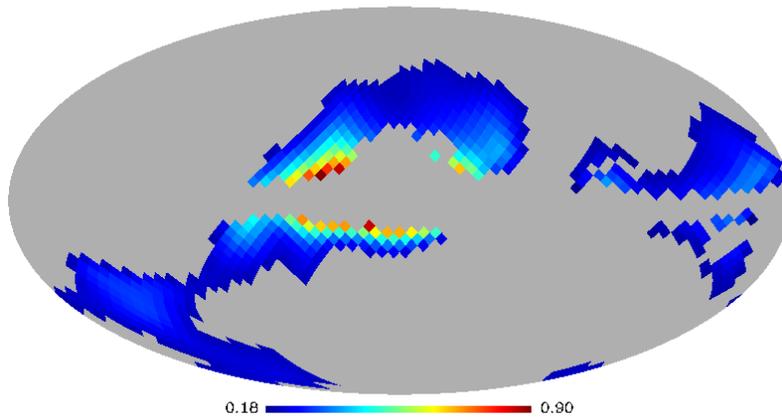
sendo  $k$  a constante de Boltzmann ( $k \approx 1,38 \times 10^{-23}$  Joule  $K^{-1}$ )

As contribuições da temperatura de antena que estão listadas explicitamente no lado direito da equação 6.14 são: a temperatura da RCF, a temperatura das fontes astronômicas que são observadas e a temperatura da emissão atmosférica no feixe do telescópio respectivamente.  $T_{REC}$  representa a potência do ruído gerada pelo próprio receptor. Todos os receptores geram ruído, e todo receptor pode ser representado por um circuito equivalente com um receptor ideal sem ruído cuja entrada é um resistor com temperatura  $T_{REC}$ . O ruído do receptor é normalmente minimizado esfriando o mesmo a temperaturas criogênicas. Esse procedimento de resfriar o aparelho a temperaturas criogênicas é exatamente o que acontece com o ARCADE. Por isso, e por outros procedimentos de minimização de erros que o ARCADE possui, usamos esse instrumento para calibrar o GEM.

REGIAO DO PLANO DO GEM



REGIAO DE ALTA EMISSAO FORA DO PLANO DO GEM



REGIAO DE BAIXA EMISSAO FORA DO PLANO DO GEM

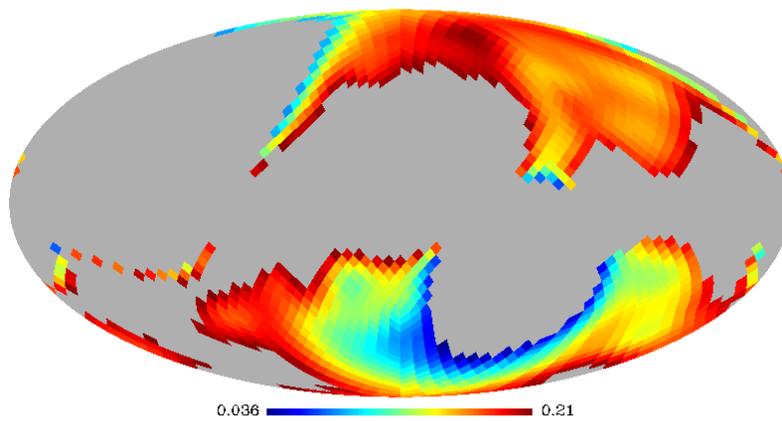


Figura 6.9 - Para encontrar constantes de calibração entre ARCADE e GEM, este último foi dividido em três regiões distintas: plano Galáctico, região com alta emissão fora do plano Galáctico e região com baixa emissão fora do plano Galáctico.

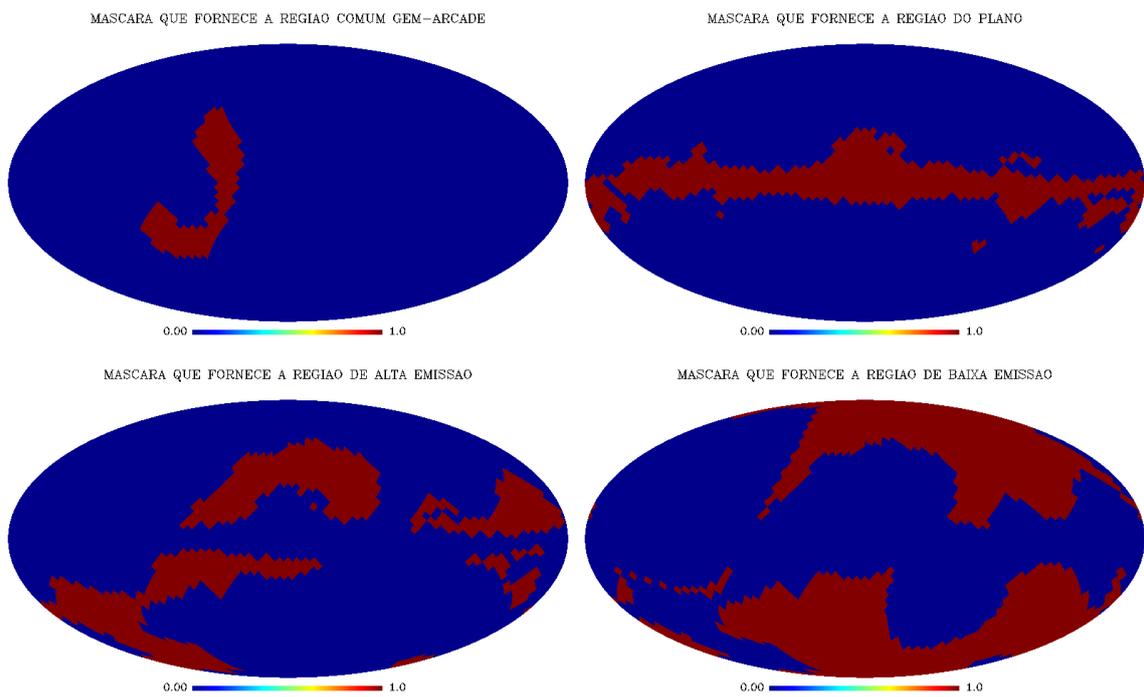


Figura 6.10 - Para comparar ARCADE e GEM é necessário analisar apenas os pixels localizados na região comum entre ambos os mapas. As máscaras aqui apresentadas possibilitam que essa comparação seja feita entre cada uma das três regiões do GEM com as respectivas regiões no ARCADE, somente para pixels na intersecção.

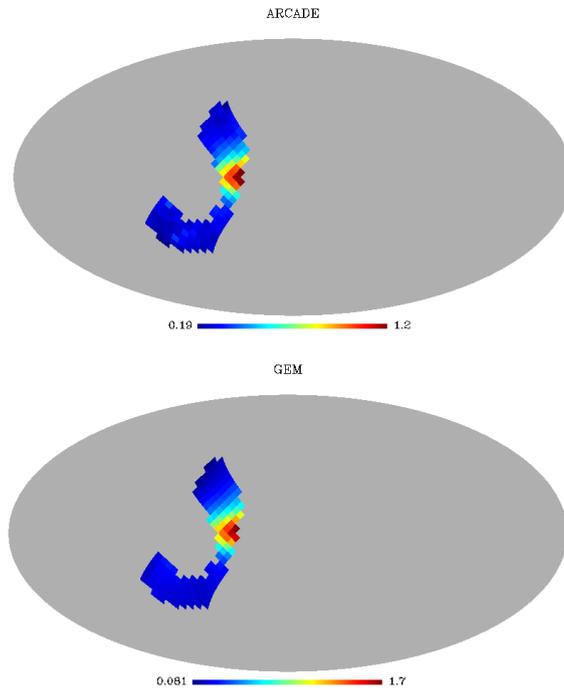


Figura 6.11 - De cima para baixo, vemos os mapas do ARCADE e do GEM na região de intersecção entre ambos. Essa é a região total que será comparada.

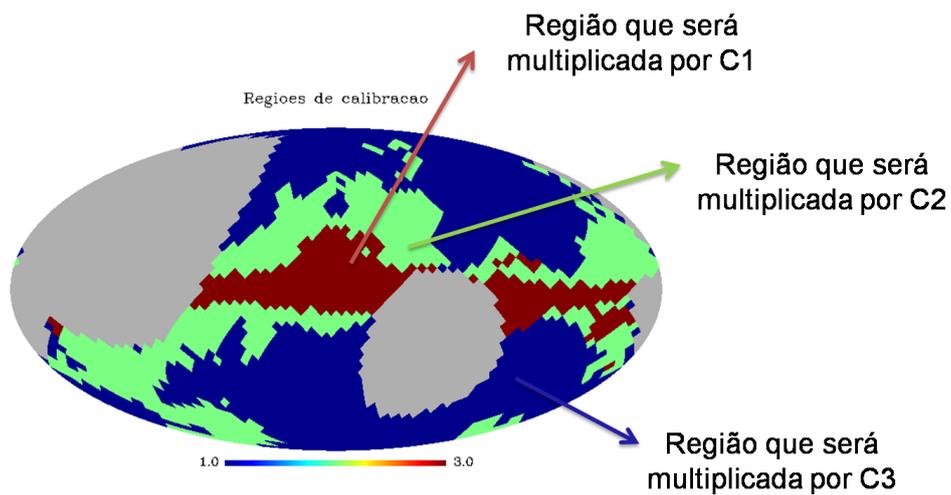


Figura 6.12 - Nesse mapa as três regiões escolhidas para a calibração foram somadas. A temperatura não é real, é apenas ilustrativa para diferenciar o plano Galáctico, em vermelho, e os locais de alta e baixa emissão fora do plano Galáctico, representados respectivamente pelas cores verde e azul.

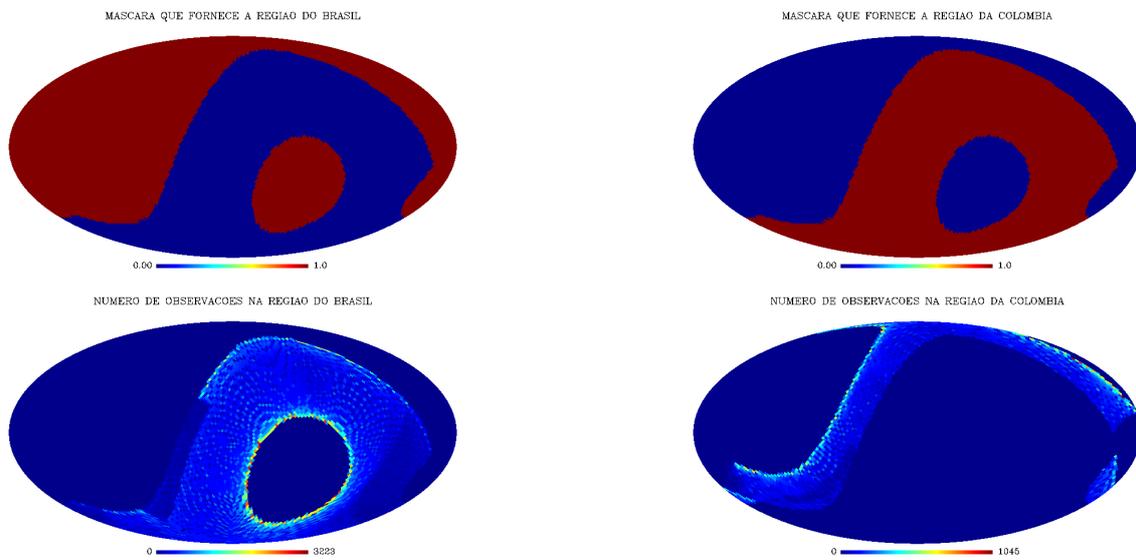
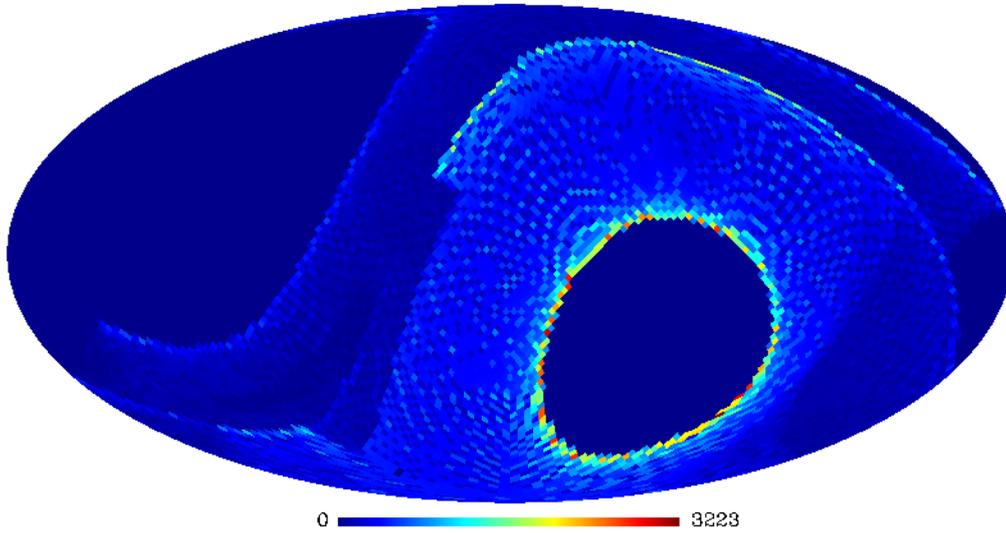


Figura 6.13 - Para encontrar o erro associado a cada pixel do mapa do GEM a equação do radiômetro foi utilizada duas vezes: uma para a região do Brasil e outra para a da Colômbia. Para obter apenas a região com o número de observações do Brasil, aplicamos a máscara apresentada na primeira imagem, de cima para baixo, no mapa com o número total de observações (Brasil+Colômbia). A região apenas com o número de observações da Colômbia foi obtida aplicando-se ao mapa total a máscara mostrada na segunda imagem. O resultado dessas duas aplicações no mapa total de número de observações é mostrado respectivamente na terceira e quarta imagem, de cima para baixo.

NUMERO DE OBSERVACOES BRASIL+COLOMBIA



MAPA TOTAL DE ERRO DO GEM

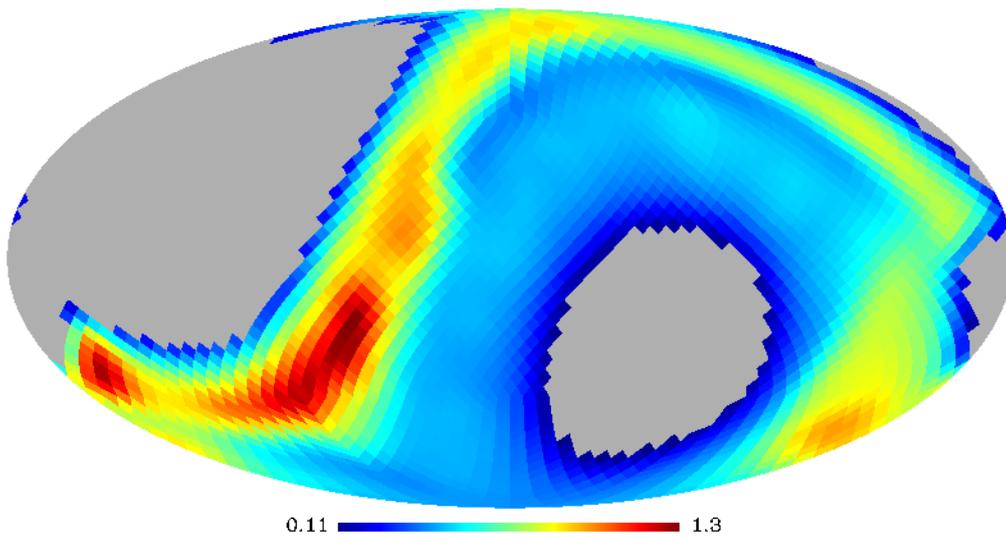


Figura 6.14 - Na primeira imagem, de cima para baixo, desta figura está o mapa total com o número de observações na região do Brasil e da Colômbia. O mapa erro da Colômbia foi somado ao mapa erro do Brasil resultando em um mapa erro total que abrange a mesma região do mapa GEM na frequência de 2,3 GHz, como mostrado na segunda imagem desta figura.



## 7 RESULTADOS

No capítulo anterior foi mostrado passo a passo a calibração do mapa do GEM em 2,3 GHz utilizando-se os dados do experimento ARCADE extrapolados para a frequência de 2,3 GHz, através da lei de índice espectral. O resultado obtido é apresentado na Figura 7.1, juntamente com seu erro.

O cálculo do erro foi efetuado através da equação 7.1. Esse procedimento foi realizado três vezes, uma para cada região de calibração escolhida. Ao final, as três regiões foram somadas a fim de obtermos um mapa total de erros, da mesma maneira como aplicada para encontrar o mapa de temperatura síncrotron do GEM calibrado.

$$\Delta GEM_{calibrado} = constante \times \Delta GEM_{original} \quad (7.1)$$

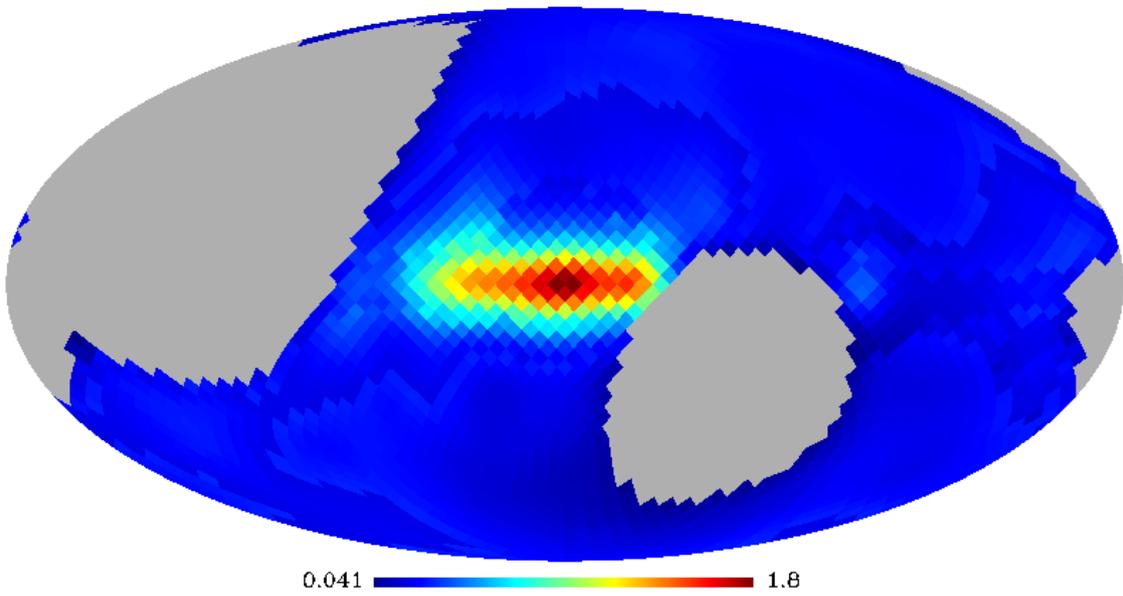
Em que  $\Delta GEM_{calibrado}$  é o mapa de erro do GEM após a calibração, *constante* é a constante respectiva a cada região e  $\Delta GEM_{original}$  é o erro do mapa original do GEM calculado através da equação do radiômetro.

A relação sinal ruído é excelente na região do plano, atingindo um máximo de 9,06. Já fora do plano Galáctico, essa relação apresenta valores muito menores, atingindo um mínimo de 0,142461. Através da figura 7.2 é possível ver em detalhes a variação espacial da relação sinal-ruído. Esse comportamento pode ser explicado pelo fato de na região do plano Galáctico termos um sinal síncrotron muito mais intenso do que fora do plano.

Tabela 7.1 - Dados do mapa GEM calibrado

	Plano	Fora do plano Baixa emissão	Fora do plano Alta emissão	Mapa total
Temperatura média	0,59	0,24	0,28	0,30
Erro médio	0,39	0,85	1,00	0,71
Sinal/ruído médio	1,52	0,28	0,28	0,42
Mínimo	0,04	0,06	0,17	0,04
Máximo	1,84	0,31	0,88	1,84
número de pixels	310	1119	663	2092

GEM CALIBRADO



ERRO DO GEM CALIBRADO

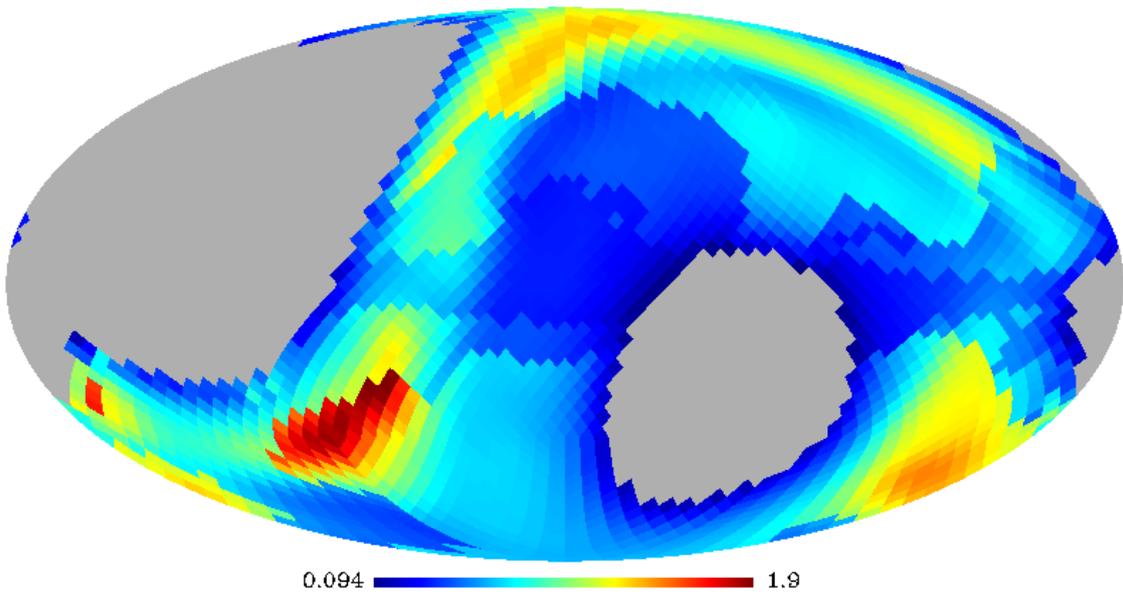


Figura 7.1 - Os mapas acima apresentam, respectivamente, o resultado final da calibração do mapa do GEM na frequência de 2,3 GHz e seu mapa de erro.

## MAPA COM A RELACAO SINAL-RUIDO DO GEM CALIBRADO

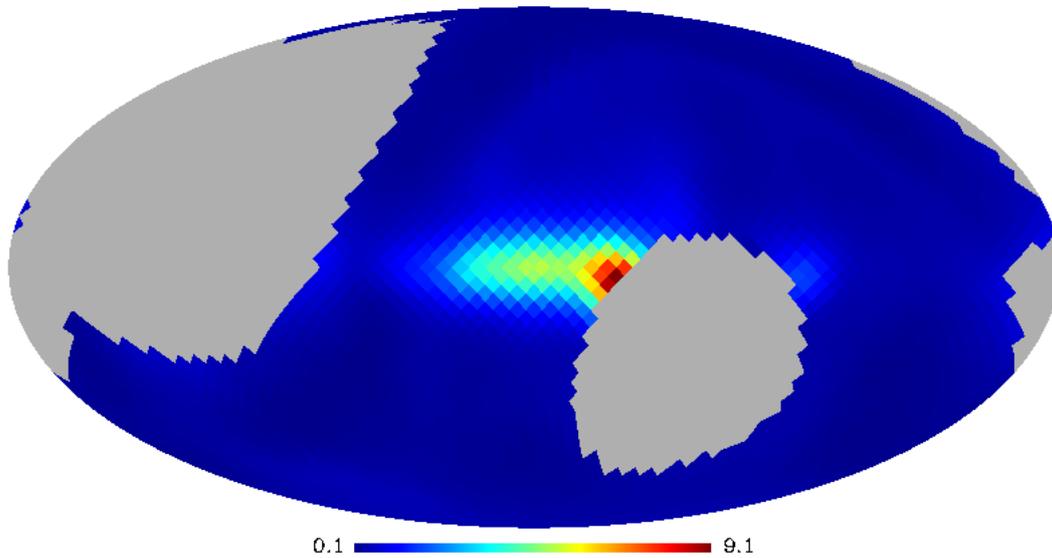


Figura 7.2 - Através do mapa com a relação sinal-ruído do GEM calibrado pode-se notar que essa relação é muito alta para a região do plano e baixa para a região fora deste.

Na figura 7.3 está apresentada em um gráfico de Intensidade x Frequência a região do plano Galáctico com a temperatura média dos mapas Haslam 408 MHz, GEM 2,3 GHz, ARCADE 3,3; 8,15; 9,72 GHz e WMAP 23 GHz, para que possamos analisar o comportamento do índice espectral. A região foi limitada para pixels apenas na intersecção entre GEM e ARCADE para que não fossem analisadas regiões diferentes. As linhas coloridas, vermelha e verde, delimitam a região esperada para mapas de emissão síncrotron com variação do índice espectral dada por  $-3,1 < \beta < -2,6$  (HINSHAW et al., 2007). Cada mapa é representado por um ponto pois o que foi analisado é a média respectiva a cada mapa. As barras de erros foram estimadas através da variância de cada mapa. Na Figura 7.4 está representado um gráfico semelhante, mas, neste caso, a região analisada foi fora do plano Galáctico.

A fim de analisar o comportamento detalhado do mapa do GEM calibrado, também expressamos o valor de cada pixel de seu mapa em um gráfico de Intensidade X Pixel. As faixas azuis correspondem ao intervalo de temperatura esperado considerando-se os limites do índice espectral como vistos nas Figuras 7.3 e 7.4. Quando construímos apenas um gráfico para todos os pixels do mapa, a grande quantidade de pixels torna

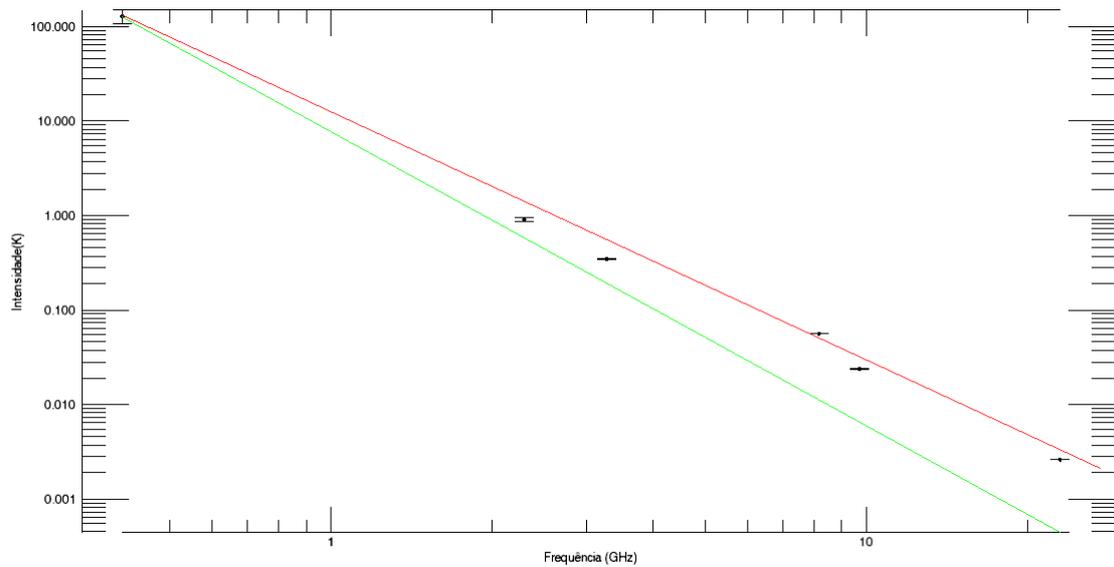


Figura 7.3 - Gráfico Intensidade x Frequência da temperatura média dos mapas Haslam 408 MHz, GEM 2,3 GHz, ARCADE 3,3; 8; 9,72 GHz e WMAP 23 GHz na região do plano. A linha vermelha corresponde a um índice espectral  $\beta = -2.6$  e a verde a um índice  $\beta = -3.1$  e são limites teóricos para a inclinação do índice espectral encontrados em [Hinshaw et al. \(2007\)](#). A barra de erros do mapa em 408 MHz foi dividida por 100 para uma visualização melhor de todos os mapas.

difícil a sua análise. Por isso, os gráficos foram divididos em 4: um para a região do plano Galáctico, um para a região fora do plano Galáctico com alta emissão e dois para a região fora do plano Galáctico com baixa emissão. Esta última região possui mais pixels do que as outras, por isso foi dividida mais uma vez em dois gráficos. Esses quatro gráficos são apresentados nas Figuras 7.5, 7.6 e 7.7. As barras de erros são respectivas ao mapa de erros do GEM após a calibração apresentado na Figura 7.1.

Para uma comparação entre mapas na mesma frequências do GEM, foi calculada a média e a variância do mapa calibrado do GEM e dos mapas Jonas em 2,326 GHz, ARCADE em 2,3 GHz e Haslam em 2,3 GHz. Estes dois últimos precisaram ser extrapolado para a frequência de 2,3 GHz a fim de compararmos todos os mapas na mesma frequência. Essa extrapolação foi feita através da lei de potência síncrotron e do mapa de índice espectral apresentado na metodologia. O mapa Haslam é um mapa de todo o céu, por isso analisamos apenas sua região comum com o mapa GEM. Esse procedimento é facilmente realizado através de uma máscara que fornece

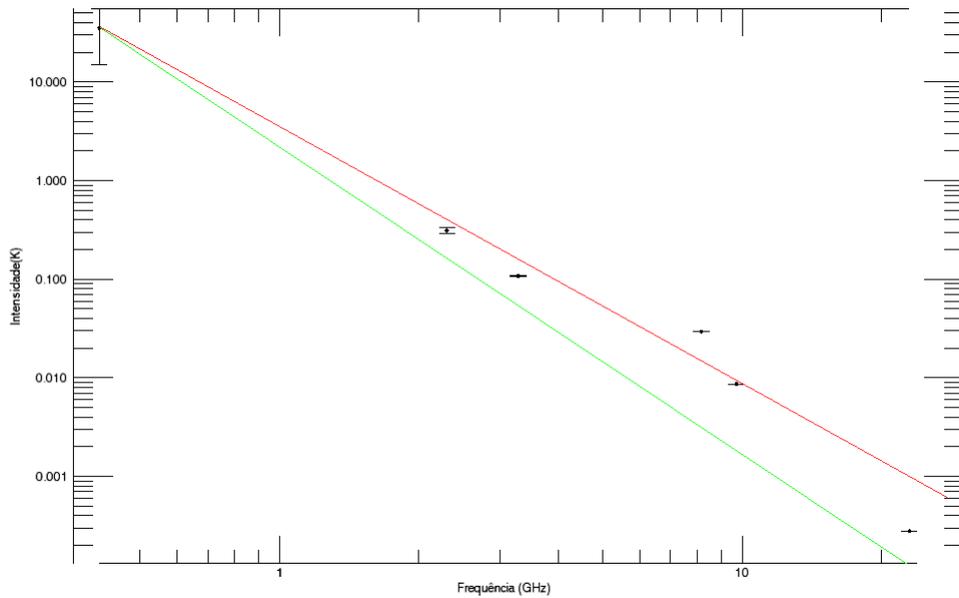


Figura 7.4 - Gráfico Intensidade x Frequência da temperatura média dos mapas Haslam 408 MHz, GEM 2,3 GHz, ARCADE 3,3; 8; 9,72 GHz e WMAP 23 GHz na região fora do plano. A linha vermelha corresponde a um índice espectral  $\beta = -2.6$  e a verde a um índice  $\beta = -3.1$  e são limites teóricos para a inclinação do índice espectral encontrados em [Hinshaw et al. \(2007\)](#). A barra de erros do mapa em 408 MHz foi dividida por 100 para uma visualização melhor de todos os mapas.

apenas a região onde o GEM possui observações. Já o mapa ARCADE possui uma pequena fração do céu e, neste caso, analisamos apenas a região do GEM que possui intersecção com o ARCADE. Por isso esses resultados são apresentados em duas tabelas, 7.2 e 7.3.

Tabela 7.2 - Média e variância dos mapas GEM, Haslam extrapolado para a frequência de 2,3 GHz e Jonas em 2,326 GHz

	Média	Variância
Jonas	0.31	0.24
GEM	0.30	0.05
Haslam	0.25	0.10

Tabela 7.3 - Média e variância dos mapas GEM e ARCADE extrapolado para a frequência de 2,3 GHz

	Média	Variância
ARCADE	0.39	0.05
GEM	0.39	0.06

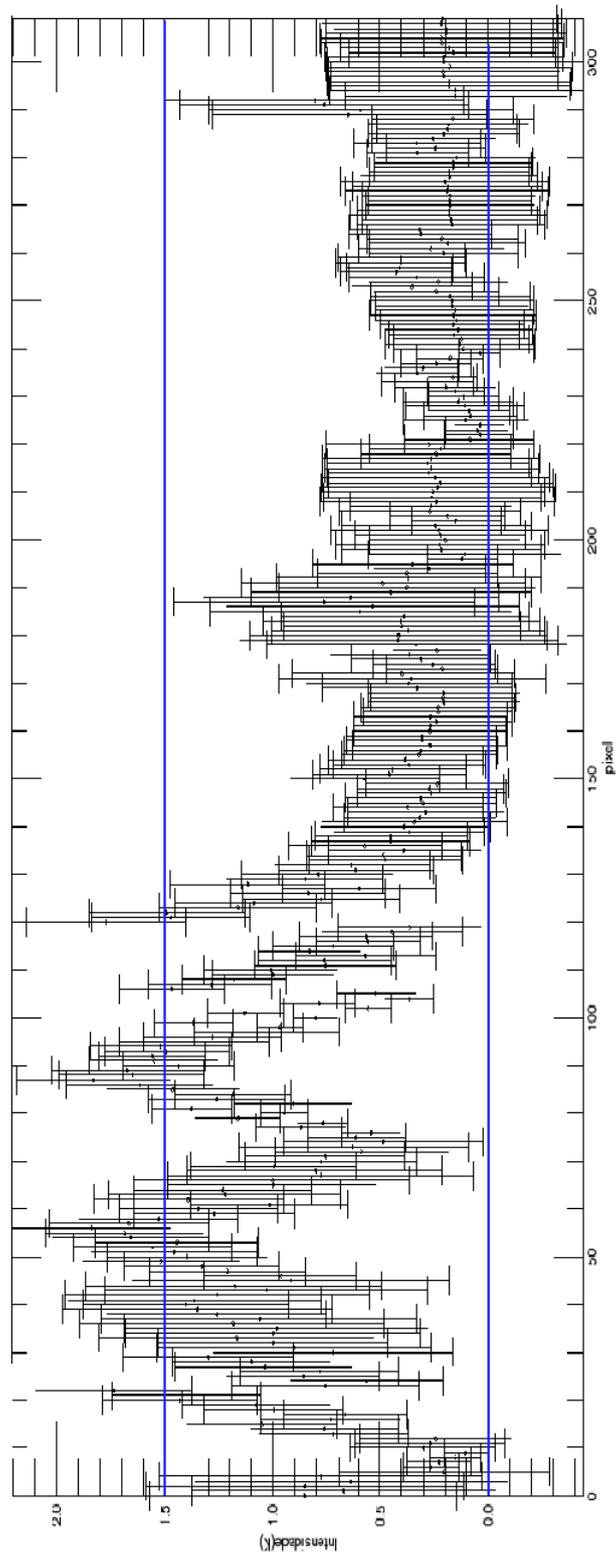


Figura 7.5 - Dados do mapa do GEM calibrado na região do plano. As barras azuis delimitam a temperatura aproximada mínima e máxima esperada teoricamente.

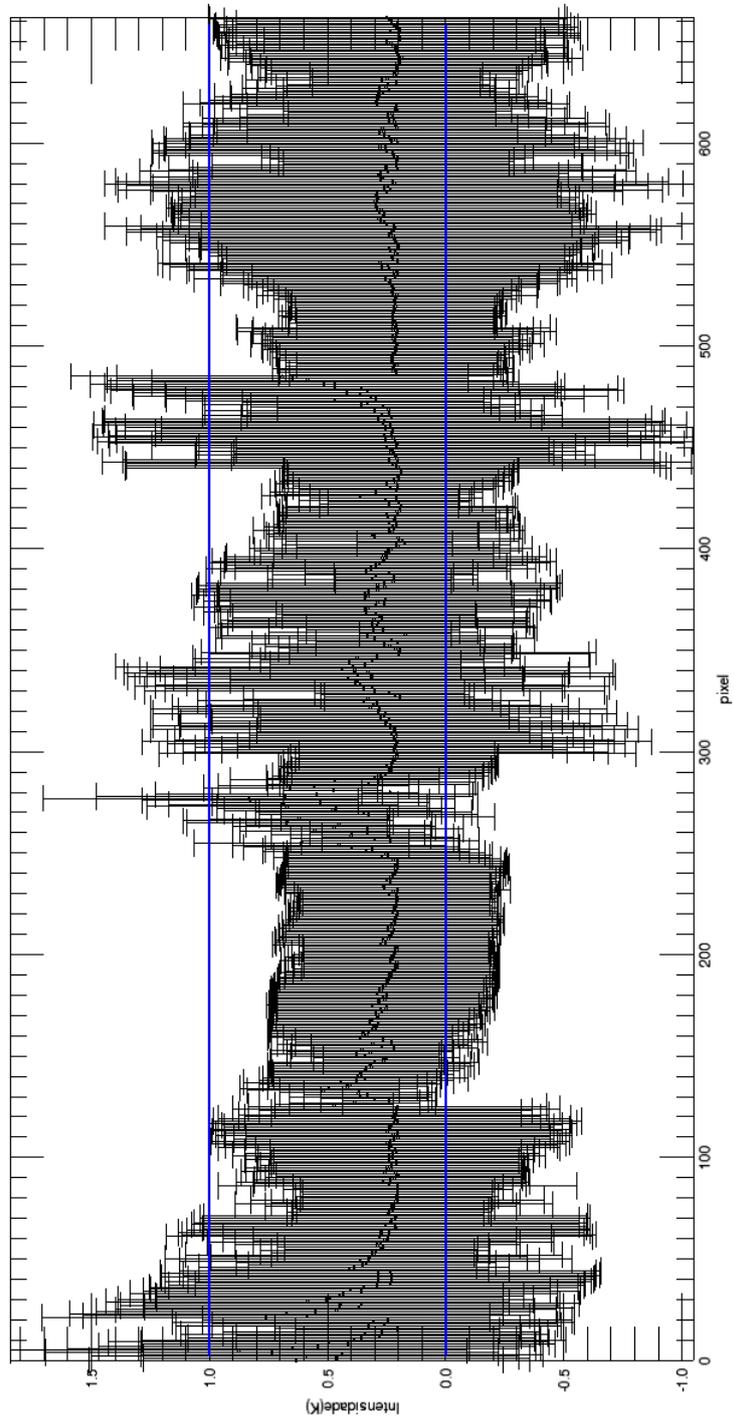


Figura 7.6 - Dados do mapa do GEM calibrado na região de baixa emissão fora do plano. As barras azuis delimitam a temperatura aproximada mínima e máxima esperada teoricamente.

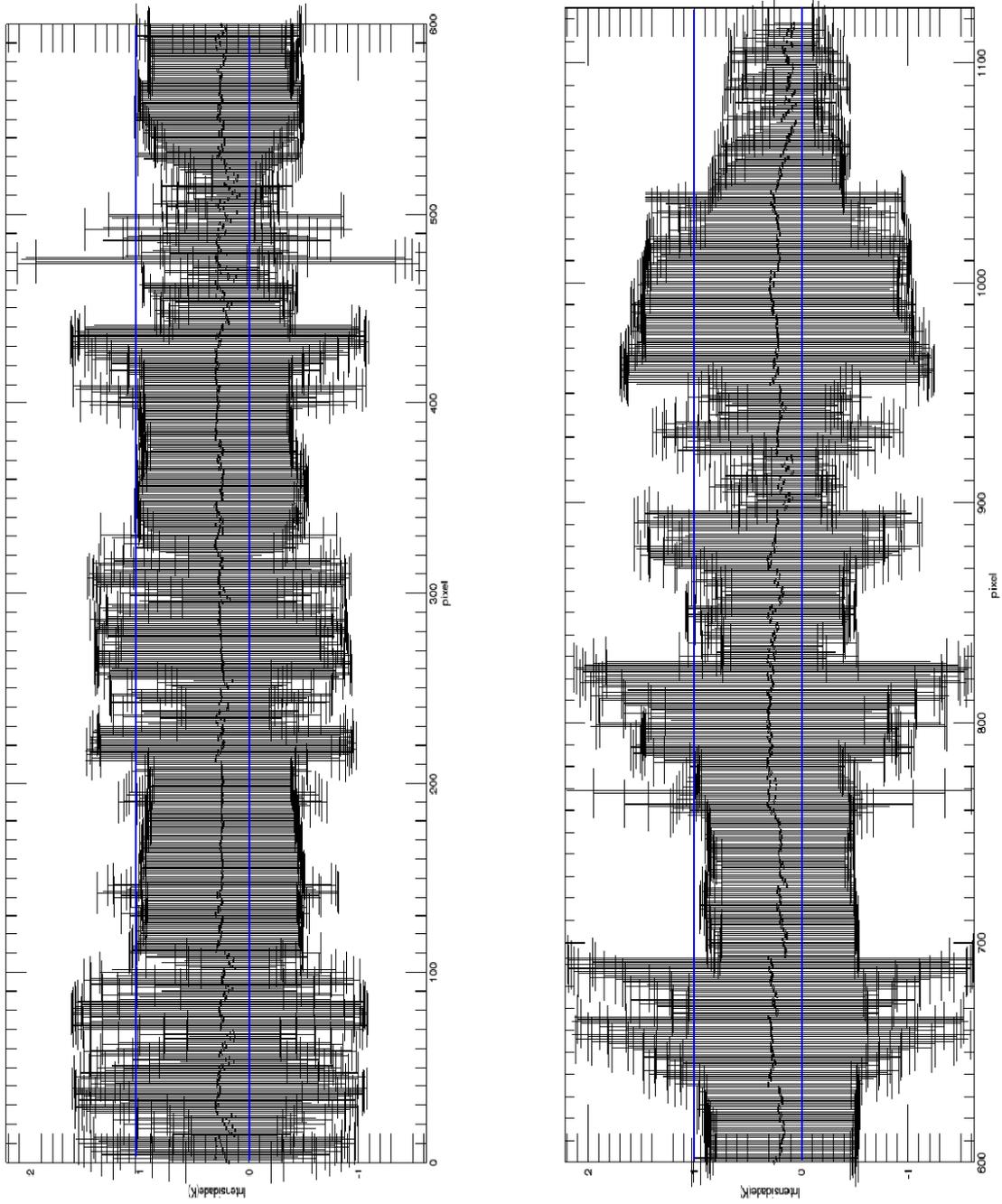


Figura 7.7 - Dados do mapa do GEM calibrado na região de alta emissão fora do plano. As barras azuis delimitam a temperatura aproximada mínima e máxima esperada teoricamente.



## 8 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Comparações com mapas extrapolados para 2,3 GHz mostram que a temperatura média do GEM está um pouco acima da temperatura média do Haslam e é aproximadamente igual a temperatura média do Jonas. Já com relação ao ARCADE a média foi exatamente igual pois esse foi o valor utilizado para calibrar os mapa do GEM. Uma possível explicação para o excesso na temperatura média do GEM, ARCADE e Jonas é uma correlação entre emissão síncrotron e poeira anômala. Apesar de ser mais proeminente em frequências entre 20 e 40 GHz, como foi visto no Capítulo 2, a emissão anômala pode ter um pequeno sinal em baixas frequências, cuja detecção ainda é limitada pela sensibilidade dos instrumentos. Esse comportamento deve aparecer no mapa extrapolado do ARCADE e não do Haslam pois a frequência deste último é muito baixa e mais distante de 2,3 GHz do que a frequência utilizada do ARCADE, 3 GHz.

A dissertação de V. A. Ferreira (FERREIRA, 2009) aponta para um excesso de temperatura no mapa do GEM. Além de remover a RCF do mapa do GEM, foi removida a emissão síncrotron, bremsstrahlung e até mesmo a pequena contribuição da poeira Galáctica. Após esse processo de limpeza ainda é encontrado um sinal no mapa, não identificado pela autora.

A conclusão, segundo a própria autora, é a seguinte:

”...apresentamos neste trabalho indícios de uma emissão residual no mapa do GEM espacialmente correlacionada com a emissão vibracional de poeira, que pode ser parcialmente devida à emissão anômala. As incertezas do método e dos mapas utilizados não permitem distinguir qual o modelo de emissão anômala melhor explica os resultados encontrados.”

As Figuras 7.3 e 7.4 mostram que o ponto do GEM calibrado localiza-se dentro da faixa correspondente a uma variação do índice espectral  $-3.1 < \beta < -2.6$ , como é esperado teoricamente (ver, p. ex., Hinshaw et al. (2007)). A principal contribuição deste trabalho é disponibilizar um mapa calibrado em 2,3 GHz para o estudo das variações do índice espectral da emissão síncrotron na banda de frequência entre 408 MHz e 23 GHz, onde existem poucas medidas.

Uma das aplicações imediatas do resultado obtido nesse trabalho é aplicar o mapa calibrado do GEM para refazer o trabalho de C. Coelho (COELHO, 2008) em que o

mapa do GEM foi utilizado para produzir um mapa ILC (*Internal Linear Combination*). Esse mapa ILC foi também feito utilizando-se o mapa de Jonas, mostrando um resultado muito mais favorável ao GEM. Os resultados da análise da potência contida nos multipolos  $C_l$  dos mapas ILC feitos com Jonas e GEM podem ser vistos na Tabela 8.1, mostrando uma discrepância muito menor entre os multipolos dos mapas ILC com GEM  $\times$  ILC com Jonas.

Tabela 8.1 - Momentos de dipolo e multipolos

	$\Delta(l = 2)$	$\Delta(l = 3)$	$\Delta(l = 4)$	$\Delta(l = 5)$	$\Delta(l = 6)$
$\frac{(ILC_{WMAP} - ILC_{GEM})}{ILC_{WMAP}}$	5, 40%	0, 72%	5, 50%	0, 38%	3, 30%
$\frac{(ILC_{WMAP} - ILC_{Jonas})}{ILC_{WMAP}}$	30, 38%	9, 29%	2, 53%	5, 15%	26, 96%

Uma outra aplicação dos resultados obtidos neste trabalho é a disponibilização do GEM calibrado para utilização na produção de um *template* de emissão síncrotron em baixas frequências do satélite Planck. Os primeiros resultados do Planck foram divulgados em janeiro de 2011 e existe uma oportunidade de apresentar este mapa ao grupo de estudos de *foregrounds*, de forma a coloca-lo em pé de igualdade de comparação com os outros mapas atualmente utilizados, produzidos entre 1 e 10 GHz.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALPHER, R. A.; BETHE, H.; GAMOW, G. The origin of chemical elements.

**Physical Review**, v. 73, p. 803–804, abr. 1948. 5

BENNETT, C. L.; HILL, R. S.; HINSHAW, G.; NOLTA, M. R.; ODEGARD, N.; PAGE, L.; SPERGEL, D. N.; WEILAND, J. L.; WRIGHT, E. L.; HALPERN, M.; JAROSIK, N.; KOGUT, A.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; TUCKER, G. S.; WOLLACK, E. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Foreground Emission. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 148, p. 97–117, set. 2003. 8, 23, 29, 45, 58

BEVINGTON, P. R. **Data reduction and error analysis for the physical sciences**. Boston, Estados Unidos da America: Mcgraw-Hill, 1969. 57

BURIGANA, C.; DANESE, L.; ZOTTI, G. de. Formation and evolution of early distortions of the microwave background spectrum - A numerical study.

**Astronomy and Astrophysics (ISSN 0004-6361)**, v. 246, p. 49–58, jun. 1991. 7

CARRETTI, E. Galactic foregrounds and CMB polarization. **ArXiv e-prints**, ago. 2010. 14, 15, 16

COELHO, C. M. **Descontaminação dos mapas da radiação cósmica de fundo feitos pelo satélite WMAP utilizando dados do radiotelescópio GEM**. Dissertação (Mestrado) — INPE, 2008. 83

DENNISON, B.; SIMONETTI, J. H.; TOPASNA, G. A. An imaging survey of northern galactic h-alpha emission with arcminute resolution. **Publications of the Astronomical Society of Australia**, v. 15, p. 147–48, abr. 1998. 50

DICKE, R. H.; PEEBLES, P. J. E.; ROLL, P. G.; WILKINSON, D. T. Cosmic black-body radiation. **Astrophysical Journal**, v. 142, p. 414–419, jul. 1965. 5

DICKINSON, C.; DAVIES, R. D.; DAVIS, R. J. Towards a free-free template for cmb foregrounds. **Monthly Notice of the Royal Astronomical Society**, v. 341, p. 369–384, maio 2003. 51

DODELSON, S. **Modern cosmology**. 1.ed.Estados Unidos da America: Elsevier, 2003. 8

- DRAINE, B. T.; LAZARIAN, A. Diffuse galactic emission from spinning dust grains. **Astrophysical Journal**, v. 494, p. L19+, fev. 1998. [17](#), [29](#)
- DUTRA, C. M.; AHUMADA, A. V.; CLARIÁ, J. J.; BICA, E.; BARBUY, B. On the calibration of the coBE/iras dust emission reddening maps. **Astronomy and Astrophysics**, v. 408, p. 287–295, set. 2003. [29](#)
- FERREIRA, V. A. **Evidências da emissão anômala da galáxia em 2,3 GHz**. Dissertação (Mestrado) — UNIFEI, 2009. [83](#)
- FINKBEINER, D. P. A full-sky  $h\alpha$  template for microwave foreground prediction. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 146, p. 407–415, jun. 2003. [xv](#), [45](#), [50](#), [52](#), [54](#), [60](#)
- FIXSEN, D. J.; MATHER, J. C. The Spectral Results of the Far-Infrared Absolute Spectrophotometer Instrument on COBE. **Astrophysical Journal**, v. 581, p. 817–822, dez. 2002. [8](#)
- FIXSEN, D. J. et al. ARCADE 2 Measurement of the Extra-Galactic Sky Temperature at 3-90 GHz. **ArXiv e-prints**, jan. 2009. [17](#), [41](#), [57](#)
- GAUSTAD, J. E.; MCCULLOUGH, P. R.; ROSING, W.; BUREN, D. V. A robotic wide-angle  $h\alpha$  survey of the southern sky. **The Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 113, p. 1326–1348, nov. 2001. [50](#)
- GOLD, B.; ODEGARD, N.; WEILAND, J. L.; HILL, R. S.; KOGUT, A.; BENNETT, C. L.; HINSHAW, G.; CHEN, X.; DUNKLEY, J.; HALPERN, M.; JAROSIK, N.; KOMATSU, E.; LARSON, D.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; NOLTA, M. R.; PAGE, L.; SMITH, K. M.; SPERGEL, D. N.; TUCKER, G. S.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: Galactic foreground emission. **ArXiv e-prints**, jan. 2010. [17](#), [45](#)
- GÓRSKI, K. M.; HIVON, E.; WANDEL, B. D.; HANSEN, F. K.; REINECKE, M.; BARTELMANN, M. Healpix: A framework for high-resolution discretization and fast analysis of data distributed on sphere. **The Astrophysical Journal**, v. 622, p. 759–771, 2007. [53](#), [54](#), [55](#)
- GUTH, A. H. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 23, p. 347–356, jan. 1981. [1](#)

HASLAM, C. G. T.; SALTER, C. J.; STOFFEL, H.; WILSON, W. E. A 408 mhz all-sky continuum survey. ii - the atlas of contour maps. **Astronomy and Astrophysics Supplement Series**, v. 47, jan. 1982. 23, 45, 47, 48, 58

HINSHAW, G.; NOLTA, M. R.; BENNETT, C. L.; BEAN, R.; DORÉ, O.; GREASON, M. R.; HALPERN, M.; HILL, R. S.; JAROSIK, N.; KOGUT, A.; KOMATSU, E.; LIMON, M.; ODEGARD, N.; MEYER, S. S.; PAGE, L.; PEIRIS, H. V.; SPERGEL, D. N.; TUCKER, G. S.; VERDE, L.; WEILAND, J. L.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Temperature Analysis. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 170, p. 288–334, jun. 2007. xvii, 17, 22, 29, 58, 75, 76, 77, 83

JAROSIK, N.; BENNETT, C. L.; DUNKLEY, J.; GOLD, B.; GREASON, M. R.; HALPERN, M.; HILL, R. S.; HINSHAW, G.; KOGUT, A.; KOMATSU, E.; LARSON, D.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; NOLTA, M. R.; ODEGARD, N.; PAGE, L.; SMITH, K. M.; SPERGEL, D. N.; TUCKER, G. S.; WEILAND, J. L.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap1) observations: Sky maps, systematic errors, and basic results. **Preprint Astro-ph/1001.4744v1**, p. 1–42, 2010. 2, 29

JONAS, J. L.; BAART, E. E.; NICOLSON, G. D. The rhodes/hartrao 2326-mhz radio continuum survey. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 297, p. 977–989, jul. 1998. xv, 34, 45, 46, 47, 48

KAMIONKOWSKI, M.; KOSOWSKY, A.; STEBBINS, A. Statistics of cosmic microwave background polarization. **Physical Review D (Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology)**, v. 55, p. 7368–7388, jun. 1997. 14

KOGUT, A. Reionization and structure formation with arcade. **New Astronomy Review**, v. 47, p. 945–951, dez. 2003. 9, 10

KOGUT, A. et al. ARCADE 2 Observations of Galactic Radio Emission. **ArXiv e-prints**, jan. 2009. 41

KOSOWSKI, A. The future of the microwave background physics. **Preprint Astro-ph/0301131**, 2003. 11

LAMBDA/NASA. **Wikinson microwave anisotropy probe**. 2009. Disponível em: <<http://lambda.gsfc.nasa.gov/>>. 23, 45, 46

LISENFELD, U.; VÖLK, H. J. On the radio spectral index of galaxies.

**Astronomy and Astrophysics**, v. 354, p. 423–430, fev. 2000. 22

MATHER, J. C. A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the coBE. **The Astrophysical Journal**, p. 420–L37, 1990. 55

NOLTA, M. R.; DUNKLEY, J.; HILL, R. S.; HINSHAW, G.; KOMATSU, E.; LARSON, D.; PAGE, L.; SPERGEL, D. N.; BENNETT, C. L.; GOLD, B.; JAROSIK, N.; ODEGARD, N.; WEILAND, J. L.; WOLLACK, E.; HALPERN, M.; KOGUT, A.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; TUCKER, G. S.; WRIGHT, E. L. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Angular Power Spectra. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 180, p. 296–305, fev. 2009. 13

OSTER, L. Emission, Absorption, and Conductivity of a Fully Ionized Gas at Radio Frequencies. **Reviews of Modern Physics**, v. 33, p. 525–543, out. 1961. 50

PARTRIDGE, R. B. **CMB 3K**: the cosmic microwave background radiation. Estados Unidos da America: Cambridge University Press, 1995. Cambridge Astrophysics Series, 25. 1, 2, 3, 6

PEEBLES, P. J. E. **Principles of physical cosmology**. Princeton, NJ: Princeton University Press.

\_\_\_\_\_. Lessons from Windows on the Universe. **ArXiv e-prints**, out. 2009. 1

PENZIAS, A. A.; WILSON, R. W. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. **Astrophysical Journal**, v. 142, p. 419–421, jul. 1965. 5

Planck Collaboration; ADE, P. A. R.; AGHANIM, N.; ARNAUD, M.; ASHDOWN, M.; AUMONT, J.; BACCIGALUPI, C.; BALBI, A.; BANDAY, A. J.; BARREIRO, R. B.; et al. Planck Early Results: New Light on Anomalous Microwave Emission from Spinning Dust Grains. **ArXiv e-prints**, jan. 2011. 30

PLATANIA, P.; BURIGANA, C.; MAINO, D.; CASERINI, E.; BERSANELLI, M.; CAPPELLINI, B.; MENNELLA, A. Full sky study of diffuse Galactic emission at decimeter wavelengths. **Astronomy and Astrophysics**, v. 410, p. 847–863, nov. 2003. 34

REYNOLDS, R. J.; HAFFNER, L. M.; MADSEN, G. J. Three-dimensional studies of the warm ionized medium in the milky way using wham (invited talk).

In: M. Rosada, L. Binette, & L. Arias (Ed.). **Galaxies: the third dimension**. [S.l.: s.n.], 2002. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 282). 50

RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrpphysics**. Estados Unidos da America: Jonh Wiley & Sons, 1979. Primeira edicao. 19, 20

RYDEN, B. **Introduction to cosmology**. Estados Unidos da America: Addison Wesley, 2003. 12

SCHLEGEL, D. J.; FINKBEINER, D. P.; DAVIS, M. Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds. **Astrophysical Journal**, v. 500, p. 525–+, jun. 1998. 29

SINGAL, J. et al. The ARCADE 2 Instrument. **ArXiv e-prints**, jan. 2009. 40, 42, 43

SMOOT, G.; BENNETT, C.; WEBER R. ANDF MARUSCHAK, J.; RATLIFF, R.; JANSSEN, M.; CHITWOOD, J.; HILLIARD, L.; LECHA, M.; MILLS, R.; PATSCHKE, R.; RICHARDS, C.; BACKUS, C.; MATHER, J.; HAUSER, M.; WEISS, R.; WILKINSON, D.; GULKIS, S.; BOGGESS, N.; CHENG, E.; KELSALL, T.; LUBIN, P.; MEYER, S.; MOSELEY, H.; MURDOCK, T.; SHAFER, R.; SILVERBERG, R.; WRIGHT, E. COBE Differential Microwave Radiometers - Instrument design and implementation. **Astrophysical Journal**, v. 360, p. 685–695, set. 1990. 11

SMOOT, G. F. The cmb spectrum. **ArXiv e-prints**, p. 1–48, 1997. 8

TELLO, C.; VILLELA, T.; TORRES, S.; BERSANELLI, M.; SMOOT, G. F.; FERREIRA, I. S.; CINGOZ, A.; LAMB, J.; BARBOSA, D.; PEREZ-BECKER, D.; RICCIARDI, S.; CURRIVAN, J. A.; PLATANIA, P.; MAINO, D. The 2.3 GHz continuum survey of the GEM project. **ArXiv e-prints**, dez. 2007. 17, 23, 31, 32, 33, 34, 35, 36

ZWICKY, F. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. **The Astrophysical Journal**, v. 86, p. 217–+, out. 1937. 4



## **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). Constam 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.