

UNIFEI

Dissertação de Mestrado

**EVIDÊNCIAS DA EMISSÃO ANÔMALA
DA GALÁXIA EM 2,3 GHz**

Vanessa Aparecida Ferreira

PPGFMA

Itajubá, MG.

2009

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA E MATEMÁTICA APLICADA

**EVIDÊNCIAS DA EMISSÃO ANÔMALA
DA GALÁXIA EM 2,3 GHz**

Vanessa Aparecida Ferreira

Orientador: Prof. Newton de Figueiredo Filho

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física e Matemática Aplicada
como parte dos requisitos para obtenção do Título de Mestre em Ciências em Física e
Matemática Aplicada

ITAJUBÁ – MG
FEVEREIRO DE 2009

*Comece fazendo o que é necessário,
depois o que é possível,
e de repente
você estará fazendo o impossível.*

São Francisco de Assis.

*A meu pai, Carlos Fernando Ferreira
a minha mãe, Neuza das Graças Ribeiro Ferreira
a minha irmã, Kátia Alexandra Ferreira*

Agradecimentos

Ao final de dois anos, não é difícil olhar para trás e rir de cada uma das dificuldades colocadas minuciosamente em nosso caminho. Dificuldades estas que contribuíram para o meu crescimento pessoal, profissional e espiritual. Quando fiquei sabendo que fui aceita no mestrado em Itajubá, me dispus a mudar muita coisa em minha vida. Larguei um emprego que eu adorava, abdiquei do conforto de minha casa e do aconchego de meus pais e vim parar aqui...a 385 km da minha cidade, Barbacena. E isso foi só o começo de tantas mudanças... Não posso fazer algo melhor senão, agradecer a todos que de alguma forma marcaram minha vida nesse período.

Ao meu Deus, que em todos os momentos de minha vida providenciou tudo o que eu mais precisava, obrigada Pai! A Você devo tudo!

Agradeço a meus pais, Carlos e Neuza, por fazerem da vida de vocês um alicerce para a minha vida. Amo muito vocês! Ninguém sofreu mais comigo os meus sofrimentos nessa etapa da vida, então ninguém deve se sentir mais vitorioso comigo do que vocês.

A minha irmã, Kátia, que foi quem primeiro me inspirou aos estudos, e a quem eu sempre admirei, obrigada por ser minha irmã.

Foi pensando em dedicar todo o meu tempo aos estudos que vim encontrar aqui em Itajubá, morando exatamente a 23 passos do meu quartinho, o Amaro, que fez uma reviravolta nos meus pensamentos. Passei a dividir com ele uma parte desse tempo e hoje estamos passando por todas as dificuldades e alegrias juntos. Obrigada Amore, por aquecer meu coraçõzinho nessa cidade tão fria.

Se eu viesse para Itajubá e tudo tivesse dado errado, ainda sim teria valido a pena conhecer essa pessoa excepcional que é o meu orientador, Newton de Figueiredo. Ele se destaca dentre os outros, e eu o tenho como Mestre...não no sentido formal da palavra, mas no sentido de ser Sábio, aquele que conduz, o sentido que os antigos adotavam. Só encontrei dois Mestres em minha trajetória de vida. Agradeço a você Newton, por tantas lições passadas (sobretudo de conduta de vida), mas também pela paciência, pelo bom humor constante, pela torcida, pela ajuda no trabalho e nos estudos, pelo aprendizado da convivência.

Aos amigos que tanto me fazem falta aqui em Itajubá, em especial à turma do biricutico: Juzis, Wesley, Fran, Regis, Rabicó, Wal, Léo, Débora, Cosme, Silvana; e a meus amigos de faculdade: Mariana, Josy, Mateus, Nelma, Lucimar, Dani e também à Cíntia. Amigos eternos

mesmo, pois a distância em nada nos modificou.

Um agradecimento especial aos amigos Elaine e Baltazar que me ajudaram muito na adaptação à cidade, na busca de moradia e facilitaram a minha vinda para Itajubá.

Não posso deixar de agradecer àquele que estudou comigo para o mestrado, que passou as mesmas dificuldades que passei, que foi meu único amigo presente nos meses iniciais nessa cidade. Tio Flávio, você é muito especial. Por providência do destino viemos juntos de Barbacena para cá e iremos defender na mesma data. Obrigada por todo o apoio.

Em Itajubá, fiz dois amigos que fizeram a diferença: um amigo menino, Senhor William, com quem me identifiquei assim que conversamos pela primeira vez, e uma amiga menina, a Tia Paula, que transformou toda a minha rotina entediante quando veio morar pertinho de mim. William, além dos bons “papos”, a natação jamais será esquecida. Ai que saudade! Ha, se eu soubesse...tinha feito você mudar para o Alcatraz muito antes, Tia Paula! Bem que a gente podia dar um jeito de morar perto de novo ao terminar o mestrado. Agradeço demais a vocês, pois foi com vocês que o meu dia-a-dia foi partilhado, e a partir de vocês aprendi a ver Itajubá com outros olhos.

Agradeço a todos os moradores do Alcatraz pela convivência, principalmente ao Tio Danilo, que faz desse espaço um lugar mais alegre.

Fui conhecer a Zilda através das marmitas que ela servia, e encontrei não só uma excelente cozinheira, como também uma amiga e pessoa admirável. Parabéns Zilda pela força de mulher que você transmite!

Não posso esquecer de agradecer o companheirismo dos meus amigos do mestrado: agradeço à Tia Márcia, companheira de desesperos, risos, xingamentos e cálculos infundáveis e sem solução. Agora deu certo Tia Márcia! Obrigada pela amizade.

Ao Tio Élcio, companheiro de tombos, ao Tio Victor pelas sábias e divertidas palavras nos momentos de crise, ao Tio Célsio, sempre alegre e brincando com todos, ao Tio Keeyne, a peça rara do mestrado (você também é menção honrosa por ser totalmente autêntico), à Larissa, que compartilhou bons momentos, ao Juarez (João Reis, o Stephen Hawking do mestrado), ao Nivaldo (o eterno Segurança), ao Tiago, sempre tranqüilo e atencioso, ao Tio Dante, Guilherme, Ana Lúcia, Camila, Cristiane, Dayvidson, Sinval, Sebastião, Zaqueu e Míriam por deixarem minha vida de estudos mais suave e prazerosa.

Na fase grande em que fiquei sem bolsa de estudos, uma oportunidade veio custear meus gastos em Itajubá e me enriquecer profissionalmente. Na nova experiência de Ensino a

Distância, eu também contribuí com meus conhecimentos em Cálculo. Agradeço a todos os responsáveis por eu ter conseguido trabalhar como tutora no curso de Física a distância. Essa oportunidade simplesmente garantiu com que eu pudesse terminar o mestrado. Agradeço também às pessoas que conheci no EaD, ao João Paulo, amigo de “apertos”, ao Zaqueu pela ajuda constante e aos alunos, que não conheço pessoalmente, mas torço tanto...tanto por eles! Agradeço ao professor Sebastião, que me acolheu como filha, me incentivou, me ajudou em tudo o que precisei, e confiou em mim como poucos. Tião, você também não será esquecido.

Juntando-se ao “rol” dos professores excepcionais temos o professor Baêta, um verdadeiro artista em ensinar e amante da Matemática. A disciplina mais difícil que já cursei foi Análise Matemática e no entanto, foram aulas prazerosas, que misturavam filosofia, paixão, arte, humor e conhecimento. Temos também o professor Agenor, que com toda a sua tranqüilidade é brilhante para resolver problemas dos mais variáveis possíveis, e o mais importante, sempre com muito bom humor. Agradeço a eles por todo incentivo e apoio nesse trabalho. Agradeço também aos professores Bruno Castilho, Alberto Ardila e Wilton Dias que embasaram minha formação em Astrofísica.

À equipe de radioastronomia do INPE: ao Thyrso que ajudou a direcionar a minha pesquisa, ao Ivan, que tantas dúvidas sanou durante esse tempo, ao Armando e Alex pelo incentivo e ao Camilo pela aquisição e disposição dos dados a que tive acesso.

Às funcionárias do PRPPG, à Maria Auta e principalmente à Margareth, sempre disposta, alegre e se preocupando com “os meninos da Física”. À pessoa mais de bem com a vida desse mundo: Matilde, sempre me ajudando e resolvendo todos os problemas do Universo com a maior satisfação. Aos funcionários da biblioteca pelo atendimento e o pessoal da portaria pelo “bom dia” convicto de ser um bom dia.

À CAPES, pelo suporte financeiro durante sete meses.

Enfim, a todos que direta ou indiretamente me ajudaram nessa formação e torceram por mim, MUITO OBRIGADA!

Resumo

Aperfeiçoar os modelos de emissão rádio da Galáxia é essencial para se obter mais informações sobre a Física do meio interestelar, bem como para melhorar a precisão das medidas da Radiação Cósmica de Fundo em Microondas e sua anisotropia. Três componentes predominam na emissão galáctica: radiação síncrotron, livre-livre e emissão térmica de poeira. Cada um desses componentes apresenta um índice espectral característico. Há ainda evidências de uma emissão anômala detectada entre 10 e 60 GHz, especialmente correlacionada com a emissão térmica de poeira. Alguns trabalhos propõem um modelo segundo o qual essa emissão pode ser devida à rotação de pequenos grãos de poeira interestelar. Neste trabalho analisamos a distribuição espacial da emissão térmica de poeira a partir dos dados obtidos pelo experimento WMAP em 94 GHz e calculamos a correlação entre essa distribuição e o padrão obtido pelas observações realizadas pelo experimento GEM (Galactic Emission Mapping) na faixa de 2,3 GHz. Essa correlação é feita de duas formas: pela média de sinal nos mapas e pela técnica de correlação cruzada entre o mapa do GEM e os mapas de emissão galáctica de Haslam em 408 MHz, WMAP em 94 GHz e $H\alpha$. A partir dos resultados obtidos construímos um mapa de excesso de emissão. Nossos resultados revelam uma suavização do índice espectral da emissão síncrotron de 3% a 6% e uma temperatura residual de cerca de 50 mK a mais nas regiões em que há forte correlação com a emissão térmica de poeira comparada com a temperatura residual das regiões de fraca emissão, o que pode ser uma evidência da emissão anômala em 2,3 GHz. Além disso, a correlação cruzada entre o mapa do GEM e os mapas de emissão galáctica apresenta uma emissão residual correlacionada com a emissão térmica de poeira na região de coordenadas galácticas $(l, b) = (340,7^\circ; 38,7^\circ)$ de 7° de raio, na qual $\Delta T/\sigma_G = 54,4\%$. A maior correlação é encontrada entre o mapa GEM e o mapa de Haslam, indicando que essencialmente o mapa em 2,3 GHz é dominado pela emissão síncrotron.

Abstract

Improving the galactic radio emission models is essential to obtain more information about the interstellar medium, as well as to improve the precision of the measurements of the cosmic microwave background radiation. The galactic emission is dominated by three components: synchrotron, free-free and thermal dust emission, each of them characterized by a specific spectral index. There is also an anomalous emission, already detected between 10 and 60 GHz, which is spatially correlated with thermal dust emission. Recent research suggest that this anomalous emission may be due to small spinning interstellar dust grains. In this work we analyze the spatial distribution of dust thermal emission using data from the WMAP satellite at 94 GHz and calculate the correlation between a map produced with these data and the 2.3 GHz map generated by the Galactic Emission Mapping (GEM) experiment. This correlation is performed using two different methods: analyzing the pixels above and below the average temperature of each map and performing a cross-correlation between the GEM map and three galactic emission maps: Haslam at 408 MHz, WMAP at 94 GHz and $H\alpha$. Using these results we have then generated a map of the excess emission. Our results show that on some regions of high thermal dust emission there is a 3% to 6% flattening of the synchrotron spectral index and also a residual temperature of about 50 mK, which may be due to the anomalous emission at 2.3 GHz. We have also noticed that the cross-correlation between the GEM map and the galactic emission maps present a residual emission correlated with thermal dust emission on a 7° radius circular region centered at $(l, b) = (340.7^\circ, 38.7^\circ)$ for which $\Delta T/\sigma_G = 54.4\%$. The strongest correlation is found between GEM and Haslam maps, which shows that the 2.3 GHz map is essentially dominated by synchrotron emission.

Conteúdo

| | |
|---|------------|
| Resumo | VI |
| Lista de Figuras | IX |
| Lista de Tabelas | XII |
| 1 Introdução | 2 |
| 2 O Projeto GEM | 5 |
| 2.1 O Radiotelescópio | 5 |
| 2.2 O Aparato e o Mapa em 2,3 GHz | 8 |
| 3 Processos de Emissão Galáctica em Rádio e Microondas | 10 |
| 3.1 Radiação Síncrotron | 10 |
| 3.1.1 Espectro da Radiação Síncrotron | 13 |
| 3.1.2 Da Radiação Cíclotron para a Síncrotron | 14 |
| 3.1.3 Emissão Síncrotron nos Mapas de Temperatura | 16 |
| 3.2 Radiação Livre-Livre | 18 |
| 3.2.1 <i>Bremsstrahlung</i> Térmico | 19 |
| 3.2.2 Mapas de Emissão Livre-Livre | 20 |
| 3.3 Radiação Térmica de Poeira | 21 |
| 3.3.1 Características dos Grãos | 22 |
| 3.3.2 Emissão no Infravermelho Distante | 25 |
| 3.3.3 Índice Espectral | 26 |
| 3.4 Emissão Anômala da Galáxia | 26 |
| 3.4.1 Evidências Experimentais | 27 |
| 3.4.2 Emissão por <i>Spinning Dust</i> | 29 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3.4.3 | Emissão de Dipolo Magnético | 32 |
| 3.4.4 | Emissão por Grãos Frios Pequenos | 35 |
| 4 | Métodos | 37 |
| 4.1 | Método das médias | 38 |
| 4.1.1 | A escolha de regiões | 38 |
| 4.1.2 | Distribuição do Índice Espectral | 44 |
| 4.1.3 | Estudo de regiões isoladas | 45 |
| 4.1.4 | Mapa de Emissão Residual | 46 |
| 4.1.5 | Incertezas | 47 |
| 4.2 | Método dos Mínimos Quadrados | 50 |
| 4.2.1 | Os Estimadores | 52 |
| 4.2.2 | Matriz de Covariância dos Erros de $\hat{\alpha}$ | 54 |
| 4.2.3 | O Mapa de Emissão Residual pelo MMQ | 55 |
| 5 | Resultados | 57 |
| 5.1 | Método das médias | 57 |
| 5.1.1 | Regiões Tipo 1 e Tipo 2 | 57 |
| 5.1.2 | Regiões isoladas | 61 |
| 5.2 | Mínimos Quadrados e Estimadores | 68 |
| 5.2.1 | Emissão Galáctica por Regiões | 68 |
| 5.2.2 | Emissão Residual | 71 |
| 6 | Conclusões e Perspectivas Futuras | 75 |
| | Referências Bibliográficas | 79 |

Lista de Figuras

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | Radiotelescópio GEM atualmente instalado em Cachoeira Paulista - SP - Brasil. | 6 |
| 2.2 | Técnica de varredura utilizada no projeto GEM. | 7 |
| 2.3 | Mapa gerado pelo GEM em 2300 MHz. | 9 |
| 3.1 | Espectro dos processos de emissão galáctica. | 11 |
| 3.2 | Radiação Síncrotron na direção da velocidade da partícula quando $\vec{v} \perp \vec{a}$. | 12 |
| 3.3 | Trajatória dos cones de emissão de uma partícula acelerada. | 13 |
| 3.4 | Campo elétrico em função do tempo para uma partícula que se move livremente em um campo magnético emitindo radiação cíclotron. | 14 |
| 3.5 | Espectro de potência para uma partícula que se move livremente em um campo magnético emitindo radiação cíclotron. | 15 |
| 3.6 | Campo elétrico em função do tempo para uma partícula com velocidade alta, mas não relativística, em um campo magnético. | 15 |
| 3.7 | Espectro de potência para uma partícula em alta velocidade, mas não relativística, em um campo magnético. | 15 |
| 3.8 | Campo elétrico em função do tempo para uma partícula com velocidade relativística em um campo magnético emitindo radiação síncrotron. | 16 |
| 3.9 | Espectro de potência para uma partícula se movendo com velocidade relativística em um campo magnético. | 16 |
| 3.10 | Elétron se movendo no campo coulombiano de uma carga Ze . | 18 |
| 3.11 | Índice espectral da emissão livre-livre em função da frequência. | 21 |
| 3.12 | Emissão de poeira no infravermelho por átomos de H. | 22 |
| 3.13 | Polarização por grãos de poeira. | 24 |
| 3.14 | Componente do momento de dipolo elétrico perpendicular a ω . | 29 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.15 | Emissividade por átomo de H devida aos grãos pequenos dos meios interestelares DC, MC, CNM, WNM e WIM. | 32 |
| 3.16 | Emissividade por átomo de H dos grãos interestelares em unidades de $\text{erg s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}/H$ | 35 |
| 4.1 | Máscara criada a partir da região de observação do GEM. | 39 |
| 4.2 | Máscara Kp0. | 39 |
| 4.3 | Mapa do Dirbe em $100\mu m$ | 40 |
| 4.4 | Faixa de valores de temperatura excluída. | 41 |
| 4.5 | Regiões no mapa DIRBE - $100\mu m$ com máscara Kp0 e máscara GEM com alto sinal de temperatura. | 42 |
| 4.6 | Regiões no mapa WMAP-W com máscara Kp0 e máscara GEM com alto sinal de temperatura. | 42 |
| 4.7 | Região do mapa Haslam de intensa emissão síncrotron, determinada a partir da média calculada com as máscaras GEM e Kp0. | 42 |
| 4.8 | Região do mapa Haslam de emissão síncrotron, espacialmente correlacionada com a forte emissão de poeira mapeada pelo DIRBE. | 43 |
| 4.9 | Região do mapa Haslam de emissão síncrotron, espacialmente correlacionada com a forte emissão de poeira no mapa WMAP-W. | 43 |
| 4.10 | Região do mapa DIRBE de baixa intensidade com máscaras GEM e Kp0. | 43 |
| 4.11 | Região do mapa WMAP - W de baixa intensidade com máscaras GEM e Kp0. | 43 |
| 4.12 | Região de forte emissão síncrotron e de baixa emissão térmica de poeira mapeada pelo DIRBE. | 44 |
| 4.13 | Região de forte emissão síncrotron e de baixa emissão térmica de poeira mapeada pelo WMAP-W. | 44 |
| 4.14 | Mapa de incerteza no índice espectral β | 49 |
| 5.1 | Índice espectral da emissão síncrotron calculado através dos mapas Haslam e WMAP-K na resolução de 1° | 58 |
| 5.2 | Índice espectral da emissão síncrotron calculado a a partir dos mapas Haslam e WMAP-K para as regiões Tipo 1. | 58 |
| 5.3 | Índice espectral da emissão síncrotron calculado a partir dos mapas Haslam e WMAP-K para as regiões Tipo 2. | 58 |

| | | |
|------|---|----|
| 5.4 | Índice espectral da emissão síncrotron nas regiões Tipo 1 e Tipo 2. | 60 |
| 5.5 | As 10 regiões isoladas: 1, 2, 3 e 4 são regiões do Tipo 2, e 5, 6, 7, Gum, Orion e Ophiuchus são regiões do Tipo 1. | 62 |
| 5.6 | Índice espectral calculado entre Haslam (408 MHz) e WMAP-K (23 GHz) para as 10 regiões isoladas. | 63 |
| 5.7 | Índice espectral calculado entre GEM (2,3 GHz) e Haslam para as 10 regiões isoladas. | 63 |
| 5.8 | Índice espectral calculado entre GEM e WMAP-K para as 10 regiões isoladas. | 63 |
| 5.9 | Índice espectral calculado entre Haslam e Jonas (2,326 GHz) para as 10 regiões isoladas. | 63 |
| 5.10 | Índice espectral calculado entre WMAP-K e Jonas para as 10 regiões isoladas. | 63 |
| 5.11 | Mapa de temperatura residual para as 10 regiões isoladas. | 65 |
| 5.12 | Temperatura residual, $T_{GEM} - (T_s + T_u + T_p)$ | 66 |
| 5.13 | Temperatura residual para os mapas GEM e Rhodes/HartRAO. | 67 |

Lista de Tabelas

| | | |
|------|--|----|
| 2.1 | Parâmetros para o GEM 2300 MHz | 8 |
| 4.1 | Média de temperatura e seu desvio padrão para os mapas de emissão síncrotron e poeira com máscara Kp0 e máscara do GEM | 40 |
| 5.1 | Índice espectral nas regiões Tipo 1 e Tipo 2 | 59 |
| 5.2 | Temperatura residual para as regiões Tipo 1 e Tipo 2. | 60 |
| 5.3 | Coordenadas galácticas para as 4 regiões isoladas do Tipo 2 | 61 |
| 5.4 | Coordenadas galácticas para as 6 regiões isoladas de Tipo 1. | 61 |
| 5.5 | Índice espectral para regiões isoladas de Tipo 2. | 62 |
| 5.6 | Índice espectral para regiões isoladas de Tipo 1. | 62 |
| 5.7 | Temperatura residual para as regiões isoladas. | 68 |
| 5.8 | Estimadores para as Regiões Tipo 1 e Tipo 2. | 69 |
| 5.9 | Estimadores para as regiões isoladas. | 70 |
| 5.10 | Estimadores para o mapa residual nas regiões de Tipo 1 e Tipo 2. | 72 |
| 5.11 | Estimadores para o mapa residual do GEM 2,3 GHz. | 73 |
| 5.12 | Estimadores para o mapa residual do experimento Rhodes/HartRAO. | 73 |

Capítulo 1

Introdução

A Radiação Cósmica de Fundo em Microondas (RCFM) foi descoberta em 1965 como emissão isotrópica e é devida ao espalhamento de fótons durante o desacoplamento entre matéria e radiação no Universo Primordial. Os resultados mais precisos hoje disponíveis mostram que a RCFM tem um espectro de corpo negro a uma temperatura de $(2,725 \pm 0,002)\text{K}$ (Mather et al., 1999). Ao se medir a distribuição angular da RCFM são produzidos mapas que, além da emissão desejada, são constituídos de emissões de fontes extragalácticas e radiação da própria Galáxia nas mesmas faixas de frequências observadas. Portanto, é essencial se estudar a emissão da Galáxia em rádio e microondas para, além de conhecer seus processos físicos com maior precisão, descontaminar o sinal de RCFM, descobrindo maiores informações sobre os parâmetros cosmológicos.

Com a necessidade de se produzir mapas com resolução cada vez melhor e aprimorar as técnicas de aquisição de dados da RCFM são desenvolvidos instrumentos cada vez mais sensíveis. Nesse campo, o WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) é o satélite em funcionamento mais moderno, com capacidade de mapear o céu inteiro com resoluções que vão de 13 a 50 minutos de arco, gerando mapas em cinco bandas de frequência de observação (Gold et al., 2008). Radiotelescópios como o GEM (*Galactic Emission Mapping*) também operam na Terra no intuito de mapear a emissão galáctica.

O projeto GEM é uma colaboração liderada por G. F. Smoot, laureado com o Prêmio Nobel de Física de 2006, com o objetivo de produzir mapas do céu inteiro nas faixas de 408 MHz, 1465 MHz, 2,3 GHz, 5 GHz e 10 GHz utilizando um único instrumento (Tello, 1997). Nessas faixas de frequência, os mapas produzidos têm fornecido importantes informações principalmente

sobre os processos de emissão em microondas da Galáxia em baixas frequências.

As componentes da emissão galáctica são bem identificadas como emissão síncrotron, livre-livre, emissão térmica de poeira e ainda uma componente anômala de emissão já detectada entre 10 e 60 GHz indicando um excesso na emissão galáctica esperada nessa faixa de frequência. A emissão anômala está correlacionada espacialmente com a distribuição de poeira (Kogut et al., 1996; de Oliveira-Costa et al., 1997; Leitch et al., 1997). Estudos sobre essa emissão sugerem modelos para explicar sua origem baseados em emissões de grãos de poeira muito pequenos. Entre eles, citamos a emissão por *spinning dust*, associada a pequenos grãos de poeira girando em frequências altas (Draine e Lazarian, 1998a); emissão por grãos magnetizados, devida a flutuações de magnetização dos grãos (Draine e Lazarian, 1999b); e emissão de pequenos grãos em baixa temperatura (Lagache, 2003). Os resultados dos estudos para esta emissão ainda estão em aberto.

Neste trabalho, realizamos um estudo no mapa do GEM na frequência de 2,3 GHz com o objetivo de analisar a emissão galáctica e em particular identificar indícios do excesso de emissão nesta frequência.

Realizamos um estudo da distribuição do índice espectral e calculamos uma temperatura residual no mapa do GEM através da média de sinal nos mapas de emissão térmica de poeira em 94 GHz do WMAP (banda W) e em 100 μm do experimento DIRBE e do mapa de Haslam em 408 MHz. Identificamos, então, possíveis regiões de emissão anômala no mapa GEM. Aplicamos, ainda, a técnica de correlação cruzada (Box et al., 1978) entre o mapa GEM e os mapas indicados como sendo de emissão síncrotron, livre-livre e de poeira separadamente. A fim de obter o excesso de emissão, subtraímos as três componentes do mapa GEM e calculamos o estimador de correlação entre a emissão residual e a distribuição espacial da poeira (de Oliveira-Costa et al., 1997, 2000).

Este estudo foi realizado separadamente em regiões com temperatura acima da média do mapa, calculada para os mapas de emissão síncrotron e emissão térmica de poeira, excluindo-se o Plano Galáctico. Para comparação entre o índice espectral da emissão síncrotron, a mesma análise foi feita nas regiões com temperatura abaixo da média do sinal apresentado no mapa de poeira. Regiões isoladas também foram estudadas para se analisar a possível morfologia da emissão anômala em 2,3 GHz.

Apresentamos no Capítulo 2 as características do Radiotelescópio GEM, seu mapa em 2,3 GHz e sua técnica de mapeamento do céu. Os processos de emissão galáctica são de-

scritos no Capítulo 3, incluindo suas descrições teóricas e experimentos. As características da emissão anômala, seus principais modelos teóricos e sua detecção através de vários experimentos também são descritos nesse capítulo. No Capítulo 4 apresentamos o tratamento aplicado aos mapas e toda a metodologia usada para se estudar as componentes galácticas, obter o mapa de emissão residual e correlacioná-lo com a emissão térmica de poeira. A análise dos resultados é mostrada no Capítulo 5 e as conclusões que podemos tirar desse estudo são apresentadas no Capítulo 6.

Capítulo 2

O Projeto GEM

Entender todos os processos de emissão em microondas da Galáxia é fundamental para se estudar os sinais cosmológicos da Radiação Cósmica de Fundo em Microondas. São denominados *foregrounds* os processos de emissão galáctica que contaminam as medidas da RCFM. Embora os *foregrounds* sejam identificados como emissão síncrotron, livre-livre, emissão térmica de poeira e uma possível emissão rotacional de poeira, é importante quantificar a dependência da frequência e distribuição espacial de cada um deles. Uma vez mapeados os processos de emissão galáctica, podemos identificar os sinais da RCFM e suas anisotropias.

Com a necessidade de se separar os *foregrounds* do sinal de origem cosmológica, vários experimentos para mapear a emissão galáctica em diversas frequências foram desenvolvidos e estão sendo aperfeiçoados. A falta de mapas com boa resolução e bons dados levou à elaboração, em 1992, do projeto GEM, com o intuito de medir a emissão galáctica em frequências entre 408 MHz e 10 GHz. O objetivo principal do GEM é mapear a emissão síncrotron da Galáxia, que é dominante nessa faixa de observação.

2.1 O Radiotelescópio

O GEM foi construído para ser um radiotelescópio portátil que pode ser transportado para diferentes sítios de observações em diferentes latitudes de modo a cobrir a maior parte do céu possível. O telescópio é montado sobre uma base giratória que permite que a antena tenha um movimento com velocidade constante em torno de um ângulo de inclinação cons-

tante em relação ao Zênite. Essa estratégia de observação foi escolhida de modo a manter a coluna atmosférica observada sempre com a mesma espessura, minimizando-se assim, os erros sistemáticos devidos à atmosfera (Tello, 1997). A antena gira na frequência de 1 rpm nos experimentos de 1465 MHz (Tello et al., 2005) e 2300 MHz (Tello et al., 2008).

A antena possui 5,5 m de diâmetro e, para reduzir a contaminação pela emissão do solo, são montados painéis extensores aumentando o diâmetro para 9,5 m. Além dos painéis, para minimizar a contaminação do solo e também de emissores de ruído no horizonte, o radiotelescópio é cercado por uma grade de 5 m de altura a 15 m do centro da antena, que funciona como um refletor para a emissão proveniente da Terra, como vemos na fotografia da Figura 2.1. A cerca nivela o horizonte a uma elevação aproximada de 7° .



Figura 2.1: Radiotelescópio GEM atualmente instalado em Cachoeira Paulista, SP.

O GEM tem acumuladas várias centenas de horas de observações em 408, 1465, 2300 e 5000 MHz. Parte delas foram feitas na Antártica, outra parte no Hemisfério Norte em Bishop na Califórnia, EUA, outra parte na Colômbia, em Villa de Leyva, uma pequena parte no observatório IAC-Tenerife, em Teide na Espanha, e a maior parte das observações foi feita no INPE em Cachoeira Paulista, no Brasil, onde foram produzidos os mapas de intensidade total em 1465 e 2300 MHz e de emissão polarizada em 5 GHz.

No esquema de varredura do céu adotado pelo GEM, a antena é mantida com uma inclinação de 30° em relação ao Zênite para as observações em 2,3 GHz. A base giratória da antena direciona o feixe ao longo de um cone definido pelo ângulo zenital fixo adotado. A combinação do movimento de rotação da base com o movimento de rotação da Terra produz um conjunto de círculos levemente espaçados em ascensão reta que cobrem efetivamente uma faixa de declinação equivalente ao ângulo de cobertura do cone zenital, como mostra a Figura 2.2.

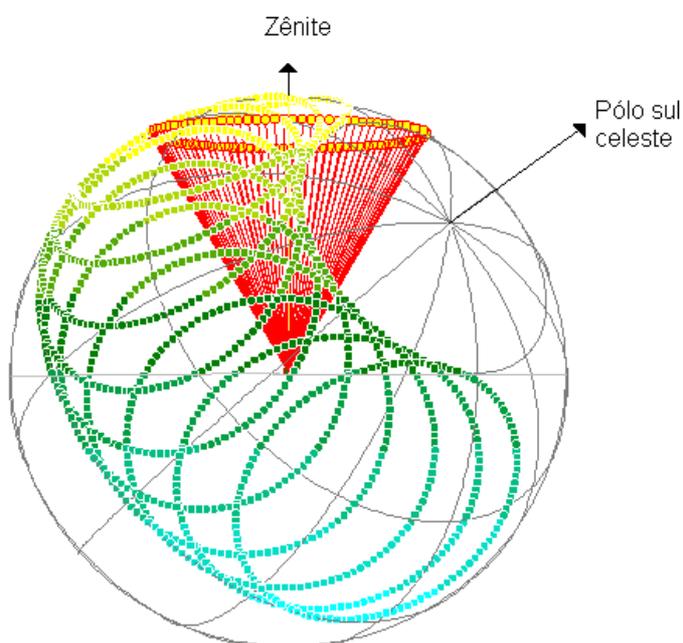


Figura 2.2: Técnica de varredura utilizada no projeto GEM que oferece uma cobertura em declinação que se estende ao longo de uma faixa de 60° . O resultado mostrado é o esperado para 10 varreduras amostradas em um intervalo de 1 hora.

FONTE: Tello (1997).

A escolha do ângulo zenital igual a 30° permite maximizar o número de pontos estatisticamente independentes na esfera celeste e minimizar a radiação do solo captada pelos lóbulos laterais. A técnica de varredura aplicada é inovadora e diminui os efeitos sistemáticos, eliminando a dependência zenital das contribuições da atmosfera terrestre e do solo (Tello, 1997). Com este esquema de varredura, em Cachoeira Paulista, é possível varrer uma faixa que corresponde a 47 % do céu.

2.2 O Aparato e o Mapa em 2,3 GHz

As observações em 2,3 GHz foram feitas com um receptor de potência total, que possui como alimentador uma corneta cônica corrugada diretamente acoplada ao receptor. O receptor é colocado no foco primário da antena e utiliza um amplificador HEMT (*High Electron Mobility Transistor*), cujo ganho é da ordem de 35 dB. A temperatura de sistema é de 55 K (Smoot, 1999). O sinal é atenuado de 2 a 4 dB antes do segundo amplificador, que fornece um ganho de 45 dB. O receptor atinge uma amplificação nominal total de cerca de 70 dB. O amplificador possui uma largura de banda de 100 MHz e uma temperatura de ruído de cerca de 30 K a uma temperatura de funcionamento de 300 K. Após o sinal passar por um filtro, ele é retificado por um diodo detector e sua voltagem DC é amplificada por um fator de 500 (baixo ganho) ou 1000 (alto ganho). O amplificador DC é alojado em um circuito regulado termicamente. A aquisição de dados é obtida em um intervalo de tempo constante $\tau = 0,56002$ s (Tello et al., 2008). A Tabela 2.1 fornece alguns parâmetros relevantes para o experimento GEM 2300 MHz.

Tabela 2.1: Parâmetros para o GEM 2300 MHz

| Parâmetros | valor |
|----------------------------------|--|
| Comprimento de onda (nominal) | 13,04 cm |
| Temperatura do sistema (nominal) | 55 K |
| Temperatura do sistema (efetiva) | (66 ± 11) K |
| Ganho | (40 ± 7) K \cdot V ⁻¹ |
| Largura da banda | 100 MHz |
| Largura do feixe | HPBW = 3,7° na Colômbia HPBW = 2,3° \times 1,8° no Brasil |

O mapa na frequência de 2300 MHz foi produzido pelo GEM a partir de 231 h de observação em Villa de Leyva, Colômbia, em 1995, somadas a 532 h de observação em Cachoeira Paulista, Brasil, em 1999. A área de cobertura do céu em declinação é $-24^\circ < \delta < +36^\circ$ na Colômbia e $-52^\circ < \delta < +08^\circ$ no Brasil. Das observações, foram aproveitadas 484 h, totalizando uma cobertura de 69% do céu ($-52^\circ < \delta < +36^\circ$). A precisão no apontamento da antena é de 8,6' e a sensibilidade é de $(9,8 \pm 1,6)$ mK. A incerteza no nível zero é de 103 mK com uma escala de erro de temperatura de até 5% (Tello et al., 2008).

O mapa em 2300 GHz suavizado para um feixe de $2,9^\circ$ e NSIDE=512 (cf. Seção 4.1) é mostrado na Figura 2.3.

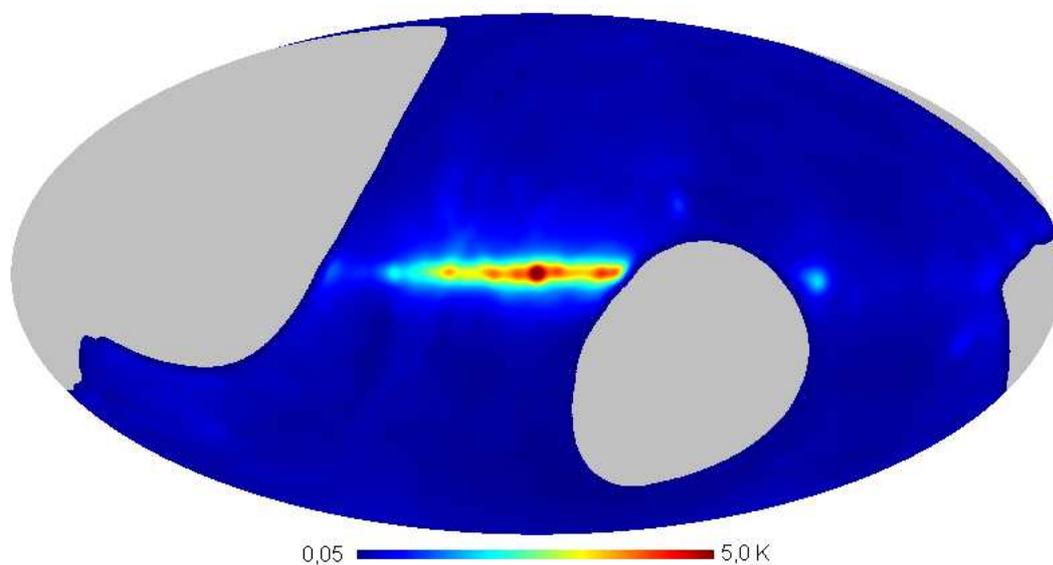


Figura 2.3: Mapa gerado pelo GEM em 2300 MHz de intensidade total da emissão do céu em projeção Mollweide e coordenadas galácticas. A RCFM já foi subtraída.
FONTE: Tello et al. (2008).

A equipe responsável pelo radiotelescópio GEM está trabalhando agora na construção de um receptor de 10 GHz para medir a emissão polarizada da Galáxia nessa frequência. A recente inclusão de instituições portuguesas na colaboração irá oferecer modelos que permitam aumentar a cobertura espacial do mapa de emissão polarizada em 5 GHz e também a construção de um mapa em 10 GHz.

Capítulo 3

Processos de Emissão Galáctica em Rádio e Microondas

A emissão rádio da Galáxia é resultante dos seguintes efeitos: emissão síncrotron de elétrons relativísticos em campos magnéticos, emissão livre-livre devida a interações elétrons-elétrons, emissão térmica de poeira e, possivelmente, emissão de grãos de poeira em rotação, *spinning dust*. Em baixas frequências ($\nu \lesssim 30$ GHz) a emissão síncrotron é dominante, decrescendo sua intensidade para frequências maiores. A emissão livre-livre também tem valores mais significativos para frequências mais baixas, sendo descrita por um índice espectral menos acentuado que a emissão síncrotron. Por esse motivo, a emissão livre-livre torna-se mais importante que a síncrotron em frequências maiores que cerca de 30 GHz. A emissão térmica de poeira é descrita por um fluxo crescente de baixas para altas frequências, tendo um pico de emissão no infravermelho distante. Para a emissão por rotação de grãos de poeira espera-se um pico de emissão entre 10 e 30 GHz. O comportamento para cada uma dessas emissões é visto na Figura 3.1. Descrevemos neste capítulo cada um dos processos citados.

3.1 Radiação Síncrotron

Uma carga acelerada em um campo magnético \vec{B} emite radiação eletromagnética. É chamada radiação cíclotron quando a frequência de rotação da carga no campo magnético é a mesma frequência de emissão. Se a velocidade da carga for relativística a emissão da radiação

se torna mais intensa e sua frequência passa a ser muito maior que a frequência de rotação. Essa radiação é chamada de radiação síncrotron.

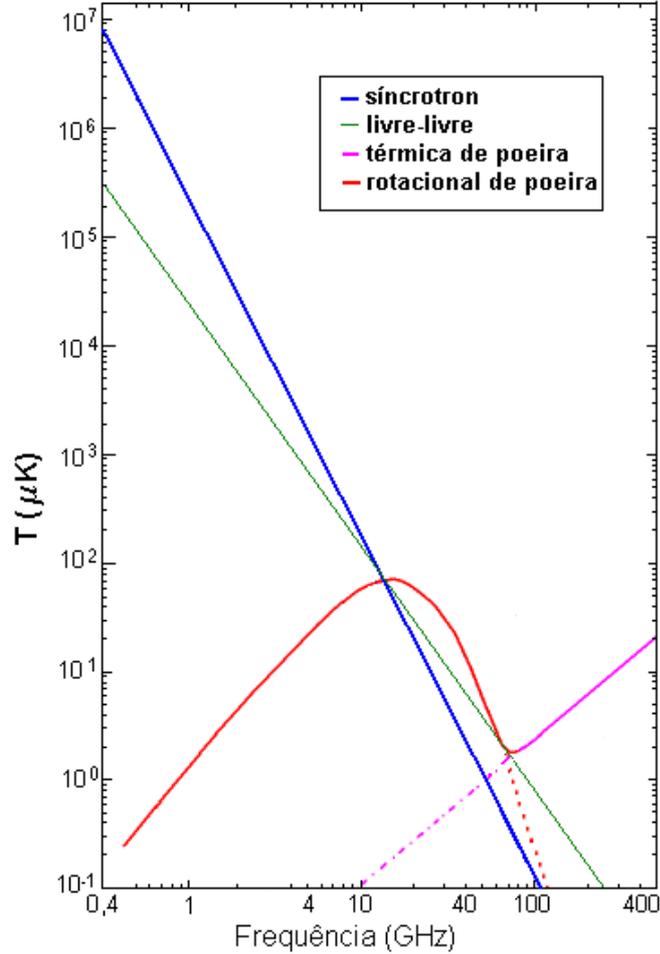


Figura 3.1: Espectro dos processos de emissão galáctica.
 FONTE: Adaptada de Draine e Lazarian (1999a).

De acordo com Rybicki e Lightman (1985), a velocidade da partícula no campo magnético \vec{B} pode ser decomposta em uma velocidade paralela ao campo, v_{\parallel} , e uma velocidade perpendicular ao campo, v_{\perp} . O movimento da partícula no campo magnético é helicoidal, composto por um movimento uniformemente circular projetado em um plano perpendicular e um movimento retilíneo uniforme ao longo do campo. Logo, a aceleração ao longo do campo, a_{\parallel} , é nula, enquanto que a aceleração perpendicular ao campo, a_{\perp} , é a aceleração centrípeta do movimento circular com valor $a_{\perp} = \omega_B v_{\perp}$, em que ω_B é a frequência de rotação. Na radiação síncrotron os campos de radiação são colimados em um cone de emissão de largura angular $\sim 1/\gamma$, sendo γ o fator de correção relativístico, $\gamma \equiv \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ ou $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$, sendo m_0 a massa de repouso da partícula e E sua energia, c é a velocidade da luz no vácuo e v é

a velocidade da partícula. A velocidade e a aceleração são perpendiculares, como mostra a Figura 3.2.

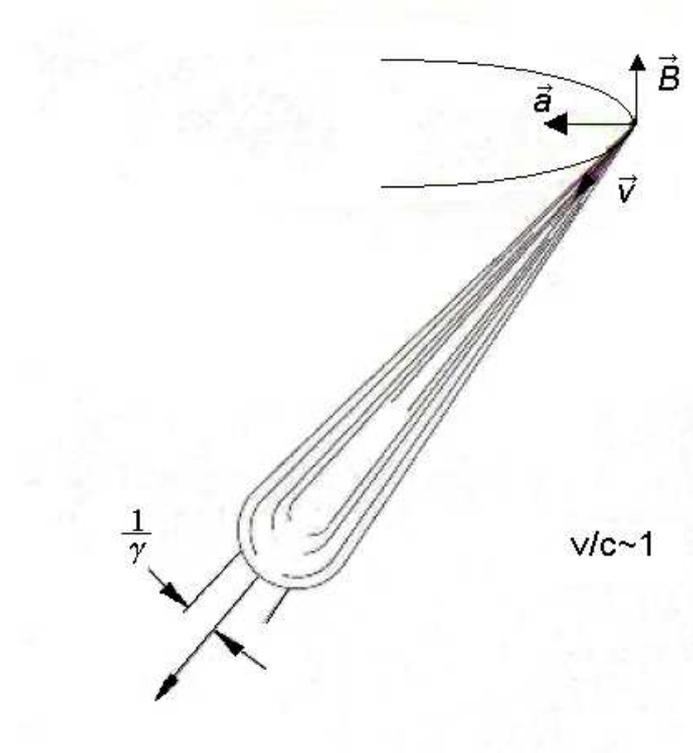


Figura 3.2: Radiação Síncrotron na direção da velocidade da partícula quando $\vec{v} \perp \vec{a}$.

A potência total emitida por uma partícula relativística é dada por:

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 (a_{\perp}^2 + \gamma^2 a_{\parallel}^2), \quad (3.1)$$

na qual q é a carga da partícula. Sabendo que a frequência de rotação em um movimento circular é dada por

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc} \quad (3.2)$$

e que $a_{\parallel} = 0$, podemos escrever a potência emitida como:

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 \frac{q^2 B^2}{\gamma^2 m^2 c^2} v_{\perp}^2, \quad (3.3)$$

em que o termo $\frac{q^2 B^2}{\gamma^2 m^2 c^2} v_{\perp}^2$ é igual a a_{\perp}^2 .

3.1.1 Espectro da Radiação Síncrotron

A radiação síncrotron emitida é colimada na direção da velocidade da partícula. Isto ocorre devido ao fato de que sua velocidade é relativística. O que se observa é um pulso confinado em um intervalo de tempo muito menor que o período de rotação. O espectro, então, é expandido para um intervalo maior de frequências. Na Figura 3.3 podemos ver os pontos 1 e 2 correspondentes, respectivamente, ao início e final do pulso visto pelo observador. Devido ao efeito Doppler, o pulso que chega ao observador tem duração menor do que o período de tempo real do pulso entre os pontos originais 1 e 2.

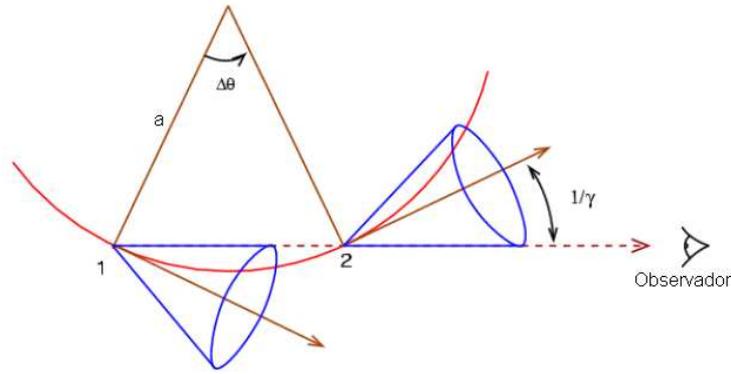


Figura 3.3: Trajetória dos cones de emissão de uma partícula acelerada.
 FONTE: Rybicki e Lightman (1985).

Podemos definir uma frequência crítica, ω_c , para o movimento, de acordo com Rybicki e Lightman (1985), como:

$$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \omega_B \text{sen } \phi, \quad (3.4)$$

em que ϕ é o ângulo entre o campo \vec{B} e a velocidade da partícula.

Da Equação 3.3, fazendo $v_{\perp} = \Upsilon \cdot c \cdot \text{sen } \phi$, sendo $\Upsilon = v/c$, temos:

$$P = \frac{2q^4 B^2 \gamma^2 \Upsilon^2 \text{sen}^2 \phi}{3m^2 c^3}. \quad (3.5)$$

Como a frequência de rotação em um movimento circular é dada pela Equação 3.2, da Equação 3.4 podemos expressar a frequência crítica para a emissão síncrotron como:

$$\omega_c = \frac{3\gamma^2 q B \text{sen } \phi}{2mc}. \quad (3.6)$$

O espectro da emissão de uma partícula pode ser aproximado por uma lei de potência em uma faixa limitada de frequências. Desta forma define-se o índice espectral como a constante s na expressão:

$$P(\omega) \propto \omega^{-s} , \quad (3.7)$$

sendo $P(\omega)$ a potência da radiação emitida na frequência ω .

No gráfico de $\log P(\omega) \times \log \omega$ o espectro da radiação síncrotron é uma função decrescente (Figura 3.1) devido ao valor negativo do índice espectral.

Se considerarmos uma lei de distribuição dos N elétrons relativísticos com energias entre E e $E + dE$ (ou γ e $\gamma + d\gamma$) como $N(E) \propto E^{-p}dE$, podemos dizer que o índice espectral da radiação síncrotron é descrito pelo índice de distribuição da partícula p , e escrevemos:

$$s = \frac{p - 1}{2} . \quad (3.8)$$

3.1.2 Da Radiação Cíclotron para a Síncrotron

Para comparar o campo elétrico e o espectro das radiações cíclotron e síncrotron vamos considerar, inicialmente, uma partícula de carga e se movendo com velocidade v não relativística em um movimento helicoidal em um campo magnético. Para baixas velocidades, o campo elétrico \vec{E} e o campo magnético \vec{B} variam senoidalmente no tempo como na Figura 3.4, e o espectro correspondente é uma linha como mostra a Figura 3.5, caracterizando a emissão cíclotron.

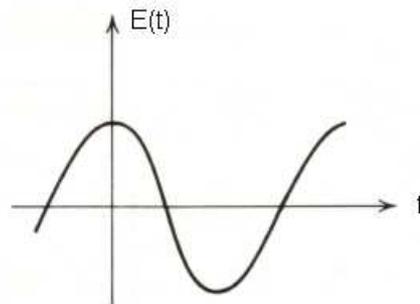


Figura 3.4: Campo elétrico em função do tempo para uma partícula que se move livremente em um campo magnético emitindo radiação cíclotron.

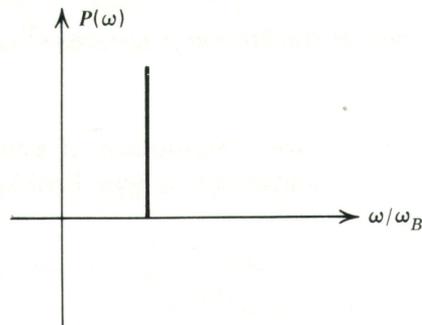


Figura 3.5: Espectro de potência para uma partícula que se move livremente em um campo magnético emitindo radiação cíclotron.

À medida que a velocidade da partícula vai aumentando para valores relativísticos, harmônicos mais altos da frequência fundamental ω_B contribuem para o espectro. A Figura 3.6 mostra a fase positiva do campo elétrico mais acentuada e mais estreita devido ao efeito Doppler na direção do observador. Na Figura 3.7 vemos o primeiro harmônico de ω_B , produzido por esse efeito no campo elétrico.

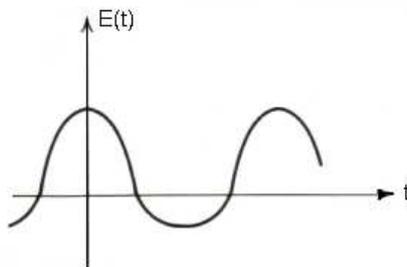


Figura 3.6: Campo elétrico em função do tempo para uma partícula com velocidade alta, mas não relativística, em um campo magnético.

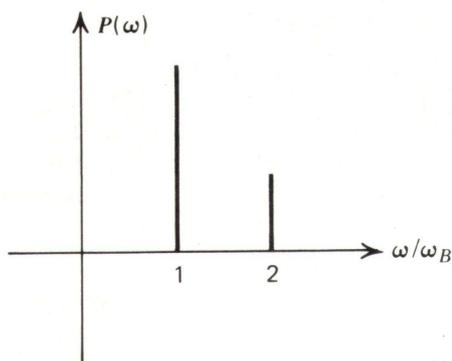


Figura 3.7: Espectro de potência para uma partícula em alta velocidade, mas não relativística, em um campo magnético.

Quanto mais próximo de c for o valor da velocidade da partícula, mais harmônicos contribuem para o espectro, e o campo elétrico passa a ser representado por vários pulsos estreitos, ao invés de uma senóide, como podemos ver na Figura 3.8. O espectro correspondente, quase contínuo, é mostrado na Figura 3.9, que é o espectro da radiação síncrotron.

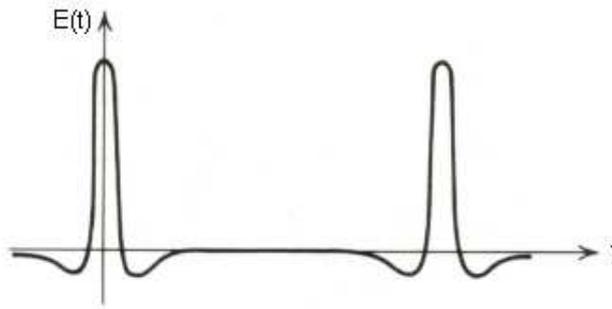


Figura 3.8: Campo elétrico em função do tempo para uma partícula com velocidade relativística em um campo magnético emitindo radiação síncrotron.

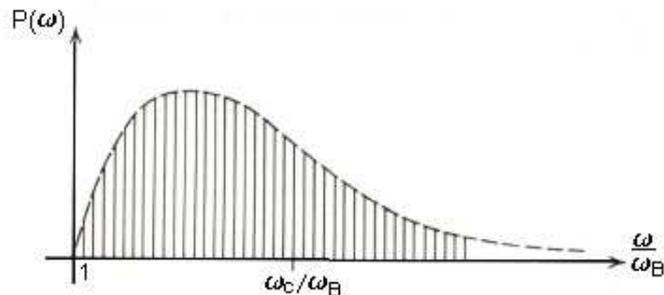


Figura 3.9: Espectro de potência para uma partícula se movendo com velocidade relativística em um campo magnético.

3.1.3 Emissão Síncrotron nos Mapas de Temperatura

A emissão síncrotron da Galáxia resulta de elétrons capturados em restos de supernovas e da emissão difusa de elétrons de raios cósmicos espiralando no campo magnético galáctico. Eles podem se propagar por difusão ou convecção. A difusão envolve a dispersão aleatória dos elétrons nos campos magnéticos variáveis, enquanto a convecção implica a circulação das fontes de dispersão (Bennett et al., 2003). O espectro de emissão síncrotron é afetado por propagação de raios cósmicos, perda de energia e grau de confinamento. Elétrons de raios cósmicos altamente confinados no campo magnético perdem a sua energia antes de escapar

do halo galáctico, enquanto elétrons menos confinados escapam da galáxia antes de perderem parte da sua energia.

A lei de Rayleigh-Jeans relaciona a intensidade específica de radiação, I_ν , na frequência ν com a temperatura de brilho, T , dos mapas de céu da seguinte forma:

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2 T}{c^2}, \quad (3.9)$$

na qual k é a constante de Boltzmann. A lei de potência para a temperatura de brilho é descrita como

$$T \propto \nu^\beta. \quad (3.10)$$

Podemos definir o índice espectral β para a temperatura de brilho da emissão síncrotron associando, na equação de Rayleigh-Jeans, essa lei de potência à Equação 3.7, que é a lei de potência para a intensidade observada. Dessa forma, verificamos que para os mapas de temperatura teremos um índice espectral, $\beta = -(s + 2)$ ou $\beta = -(p + 3)/2$.

Devido à variação de densidade de elétrons e também às variações no campo magnético galáctico, as emissões síncrotron da Galáxia são caracterizadas por uma ampla variedade de valores espectrais, o que, conseqüentemente, faz com que a morfologia dos mapas síncrotron varie bastante com a direção de observação e com a frequência. Os índices espectrais com maior inclinação indicam uma elevada taxa de perda de energia dos elétrons e representam as regiões do halo galáctico ($\beta \sim -3, 0$). Índices que representam espectros mais suaves ($\beta \sim -2, 7$) indicam que os elétrons podem escapar do halo galáctico antes de perder uma fração significativa de sua energia (normalmente, locais de forte convecção) e se concentram no Plano Galáctico (Gold et al., 2008).

Nos mapas de emissão síncrotron encontramos o Plano Galáctico e suas proximidades como sendo as regiões em que a emissão é mais intensa. Isso é devido ao processo de perda de parte da energia dos elétrons que aí se encontram. Em altas latitudes galácticas a emissão é menos intensa e se deve aos processos de convecção dos elétrons, como, por exemplo, nas regiões do Esporão Norte (Gold et al., 2008).

A emissão síncrotron como componente galáctica é predominante entre 0,1 e ~ 30 GHz. De acordo com a lei de Rayleigh-Jeans e a Equação 3.10, escrevemos a lei de potência para a emissão síncrotron como:

$$I_\nu = I_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta, \quad (3.11)$$

na qual I_{ν_0} é a intensidade de emissão de um mapa na frequência ν_0 , β é o índice espectral e I_ν é a intensidade de emissão na frequência ν .

3.2 Radiação Livre-Livre

Livre-livre ou *bremstrahlung* é a radiação associada à aceleração de uma carga elétrica no campo coulombiano de outra carga. Para entender o processo de interação, consideremos um elétron de carga $-e$ se movendo rapidamente próximo a um íon de carga Ze com um parâmetro de impacto b (Figura 3.10). O elétron sofre uma variação na sua velocidade, o que provoca um desvio de sua trajetória e a emissão de radiação.

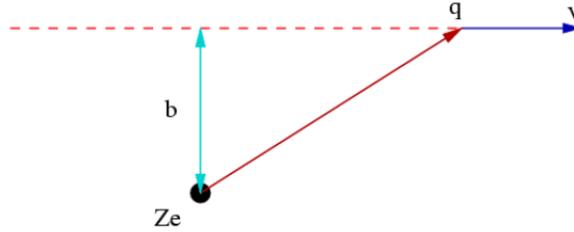


Figura 3.10: Elétron se movendo no campo coulombiano de uma carga Ze .
Fonte: Rybicki e Lightman (1985)

Se, no entanto, houver uma distribuição de densidade de elétrons n_e com velocidade v incidentes sobre o íon, podemos escrever a emissão total por unidade de tempo, dt , por unidade de volume, dV , por unidade de faixa de frequência, $d\omega$, como sendo:

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = \frac{16e^6}{3c^3 m_e^2 v} n_e n_i Z^2 \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right), \quad (3.12)$$

na qual n_i é a densidade de íons, m_e é a massa do elétron, b_{max} é o parâmetro de impacto máximo e b_{min} é o parâmetro de impacto mínimo. O parâmetro b_{max} é da ordem de v/ω , sendo $\omega = 2\pi\nu$, e o valor de b_{min} depende se descrevemos o processo como uma colisão clássica ou se adotamos o formalismo quântico. Qualquer que seja a descrição adotada, os resultados são convenientemente ajustados por um fator de correção, fator de gaunt $g_{ff}(v, \omega)$, que permite reescrever a Equação 3.12 como:

$$\frac{dW}{d\omega dv dt} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}c^3 m_e^2 v} n_e n_i Z^2 g_{ff}(v, \omega) . \quad (3.13)$$

3.2.1 *Bremsstrahlung* Térmico

A emissão livre-livre da Galáxia é estudada integrando-se a Equação 3.13 sobre uma função de probabilidade das velocidades dos elétrons entre v e $v + dv$. Essa função é determinada pela distribuição de Maxwell-Boltzmann para as velocidades dos elétrons em um gás com temperatura T . A velocidade mínima de incidência do elétron deve ser tal que $h\nu < \frac{1}{2}mv^2$, para que um fóton de energia $h\nu$ possa ser criado. De acordo com Rybicki e Lightman (1985), usando $d\omega = 2\pi d\nu$, podemos escrever a emissão como:

$$\frac{dW}{dv dt dv} = \frac{2^5 \pi e^6}{3m_e c^3} \left(\frac{2\pi}{3km_e} \right)^{\frac{1}{2}} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{-h\nu/kT} \bar{g}_{ff} , \quad (3.14)$$

em que \bar{g}_{ff} que é função de T e ν , é o fator de Gaunt para a velocidade média. O fator $T^{-1/2}$ surge do fato de que $\frac{dW}{d\omega dv dt} \propto v^{-1}$, como verificamos na Equação 3.13, e pela distribuição de Maxwell $\langle v \rangle \propto T^{1/2}$. O fator $e^{-h\nu/kT}$ surge do corte no limite inferior para a velocidade. Substituindo-se as constantes em unidades CGS, temos a equação de emissividade para a radiação livre-livre ($\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}$):

$$\varepsilon_\nu^{ff} = \frac{dW}{dv dt dv} = 6,82 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} \bar{g}_{ff} . \quad (3.15)$$

O fator de Gaunt \bar{g}_{ff} para frequências em microondas é dado de forma aproximada por (Finkbeiner, 2003):

$$\bar{g}_{ff} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \left(\ln \frac{(2kT)^{3/2}}{\pi e^2 \nu m_e^{1/2}} - \frac{5\Gamma}{2} \right) , \quad (3.16)$$

em que Γ é a constante de Euler ($\Gamma \approx 0,577$). Essa expressão é válida quando a frequência ν e a frequência de plasma ν_p , satisfazem a relação $\nu_p \ll \nu \ll kT/h$. Para a frequência de 2,3 GHz e uma temperatura do elétron $T_e = 7000$ K, temos $\bar{g}_{ff} = 5,19$ (Dickinson et al., 2003).

O coeficiente de absorção da radiação *bremsstrahlung* térmica fornece uma assinatura espectral no comprimento de onda de emissão rádio para regiões compactas de hidrogênio ionizado (Longair, 1992). Para baixas frequências e em unidades CGS, o coeficiente de absorção

bremsstrahlung, α_ν^{ff} , é dado por:

$$\alpha_\nu^{ff} = 0,018T^{-3/2}Z^2n_en_i\nu^{-2}\bar{g}_{ff}. \quad (3.17)$$

3.2.2 Mapas de Emissão Livre-Livre

A emissão livre-livre está associada principalmente às regiões HII. A maior parte de emissão $H\alpha$ vista da nossa posição na Galáxia é resultado da ionização de Hidrogênio por campos de radiação ultravioleta de estrelas jovens associada à contribuição de regiões próximas de poeira de formação estelar recente (Dickinson et al., 2003). O hidrogênio ionizado é o único responsável pela emissão $H\alpha$, enquanto que para a emissão contínua em rádio o hélio também contribui. Ambas emissões no óptico e em rádio dependem da temperatura do elétron, T_e .

A emissão em $H\alpha$ é medida em Rayleigh (R), em que $1 \text{ R} = 10^6/4\pi \text{ fótons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \equiv 2,41 \times 10^7 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \equiv 2,25 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ para $T_e = 8000 \text{ K}$. Nos mapas de emissão livre-livre, a emissão é usualmente medida em temperatura de brilho T_b , que, para o meio interestelar difuso, é expressa em Kelvin, como:

$$T_b = 8,235 \times 10^{-2} a T_e^{-0,35} \nu_{GHz}^{-2,1} (1 + 0,08) (EM)_{cm^{-6}pc}, \quad (3.18)$$

em que a é o fator relacionado à profundidade óptica para a emissão livre-livre, o fator $(1+0,08)$ é a contribuição da fração de átomos de Hélio e $EM \equiv \int n_e^2 dl$ é a medida de emissividade, em unidades de $\text{cm}^{-6} \text{ pc}$.

Finkbeiner (2003) apresenta um mapa de céu inteiro de emissão $H\alpha$ produzido a partir dos mapas do Virginia Tech Spectral line Survey (VTSS) (Dennison et al., 1998), Wisconsin H-Alpha Mapper (WHAM) (Reynolds et al., 2002) e Southern H-Alpha Sky Survey (SHASSA) (Gaustad et al., 2001), o qual pode ser adotado como modelo de emissão livre-livre. A relação entre a emissão rádio e a emissão $H\alpha$ por pixel i é dada em mK/R por Dickinson et al. (2003):

$$\frac{T_{b,i}}{I_{H\alpha,i}} = 8,396 a \nu^{-2,1} T_4^{0,667} 10^{0,029/T_4} (1 + 0,08), \quad (3.19)$$

em que a é a profundidade óptica do meio, T_4 é a temperatura do elétron em unidades de 10^4 K e ν é a frequência em GHz. Para a frequência de 2,3 GHz, e adotando uma temperatura de elétrons como $T_e = 7000 \text{ K}$, temos que $a = 0,9962$ e a conversão fica $\frac{T_b}{I_{H\alpha}} = 1,362 \text{ mK/R}$.

A incerteza na transformação é devida principalmente à temperatura de elétron T_e , que é uma função da distância d ao Centro Galáctico. Para $d_0 = 8,5$ kpc e também na vizinhança solar seu valor é $T_e = 7000$ K. Outro fator que contribui para o erro na intensidade da emissão é a absorção de $H\alpha$ por poeira, que está correlacionada com as regiões de intensa emissão.

O índice espectral para a emissão livre-livre varia em função da frequência de observação e da temperatura dos elétrons como verificamos na Figura 3.11. Para $T_e = 7000$ K e na frequência de 2,3 GHz, podemos adotar o valor para o índice espectral $\beta_{ll} \sim -2,1$.

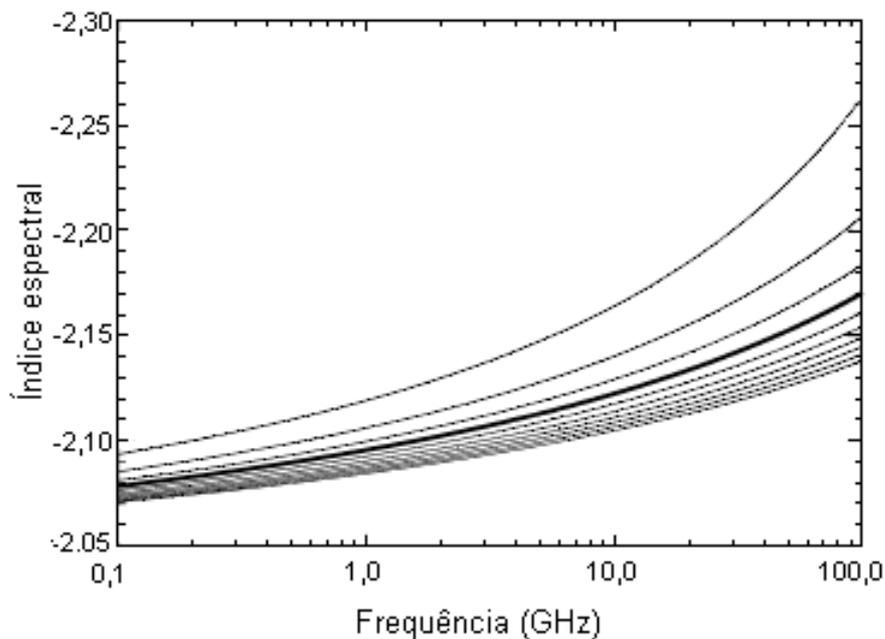


Figura 3.11: Índice espectral da emissão livre-livre em função da frequência. As curvas de cima para baixo representam as temperaturas de elétron, $T_e=(2, 4, 6, 8$ (em negrito), $10, 12, 14, 16, 18, 20)\times 10^3$ K. FONTE: Dickinson et al. (2003)

3.3 Radiação Térmica de Poeira

A poeira representa 1% da massa total do meio interestelar. A luz das estrelas ao passar por um meio difuso de grãos de poeira é absorvida e emitida pelos grãos. Ambos os processos contaminam as medidas da RCFM e dos demais *foregrounds*.

A poeira absorve a energia dos fótons aumentando assim sua temperatura, e a maior parte da energia absorvida é irradiada principalmente em comprimentos de onda $\lambda \gtrsim 10 \mu\text{m}$. Os

grãos frios têm um pico de emissão em $\lambda \gtrsim 100 \mu\text{m}$, o que corresponde ao infravermelho distante. O espectro da emissão por difusão de poeira interestelar baseado nas medidas do IRAS (*InfraRed Astronomy Satellite*), do espectrômetro FIRAS e do fotômetro DIRBE pelo satélite COBE (*Cosmic Background Explorer*), e dos espectrômetros MIRS e NIRS do satélite IRTS são mostrados na Figura 3.12.

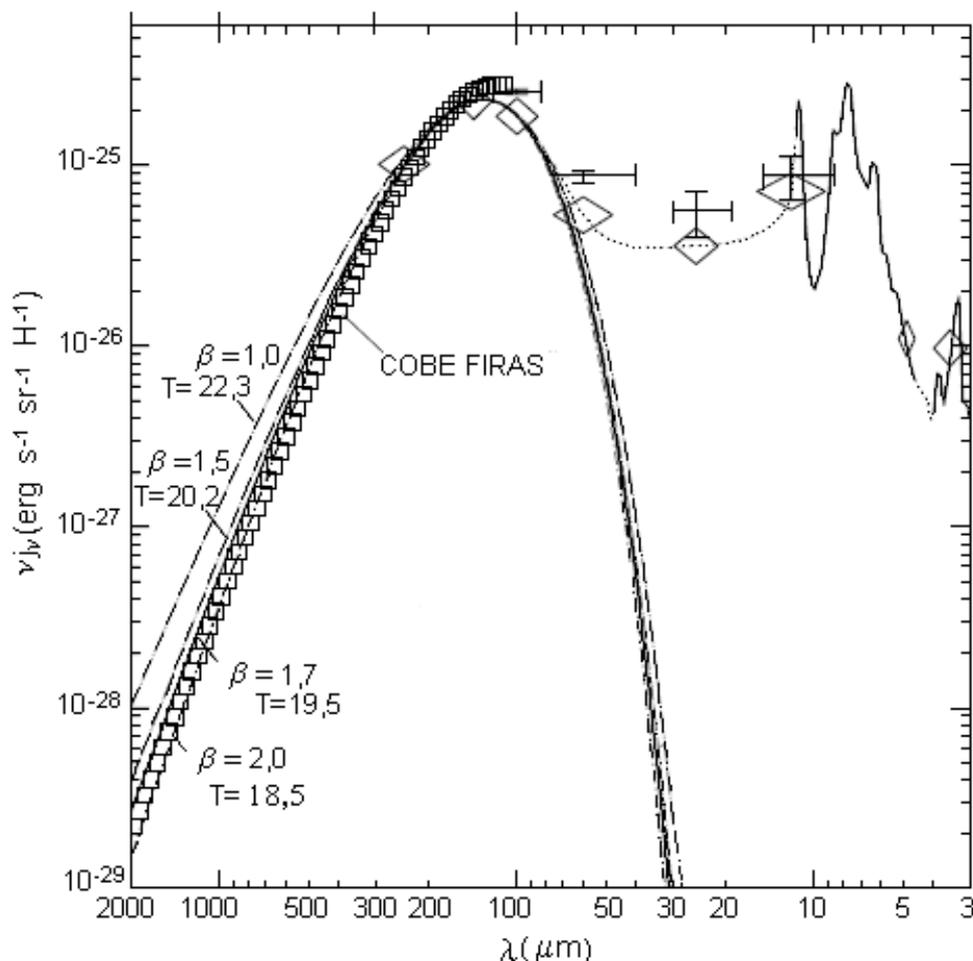


Figura 3.12: Emissão de poeira no infravermelho por átomos de H baseada nos dados do IRAS (cruzes), COBE-FIRAS (paralelogramos), COBE-DIRBE (losangos) e IRTS (curva contínua da direita). A linha pontilhada é traçada visualmente. Os valores de β se referem aos índices espectrais e T à temperatura dos grãos em K.

FONTE: Draine e Lazarian (1999a)

3.3.1 Características dos Grãos

Aproximadamente 20% da energia da luz das estrelas da Galáxia são reprocessadas pela poeira interestelar (Finkbeiner e Schlegel, 1999). A emissão térmica de poeira depende das

propriedades dos grãos de poeira, como tamanho, distribuição no meio, composição e alinhamento com o campo magnético.

a) Tamanho dos Grãos

Em média, a distribuição do tamanho do grão de poeira interestelar é dada por $dn/da \propto a^{-3,5}$ (Mathis et al., 1977), sendo a o raio médio do grão e n o número de grãos. Os tamanhos variam de $0,0005 \mu\text{m}$, para grãos que absorvem um único fóton, até $0,25 \mu\text{m}$, que é um corte no tamanho necessário para obedecer ao valor da extinção observada no óptico. Grãos maiores devem ser absorvedores do tipo corpo cinza, aumentando o valor da extinção para além do observado. Então a extinção fornece uma informação crucial sobre a distribuição de tamanhos dos grãos.

b) Composição dos Grãos

O meio interestelar difuso contém diferentes tipos de moléculas e grãos de poeira com propriedades diferentes. O carbono na forma de hidrocarbonetos aromáticos policíclicos ou PAHs é responsável pela forte emissão em $3,3 \mu\text{m}$, $6,2 \mu\text{m}$, $7,7 \mu\text{m}$, $8,6 \mu\text{m}$ e $11,3 \mu\text{m}$, sendo que a maior parte da emissão entre 5 e $16 \mu\text{m}$ é devida a partículas com cerca de algumas centenas de átomos. As emissões em $11,3$ e $12,7 \mu\text{m}$ se devem a partículas acima de 1000 átomos de carbono (Boulanger et al., 1998). Moléculas com menos de 100 átomos de carbono devem ser consideradas para explicar a emissão em $3,3 \mu\text{m}$, mas representam uma menor fração de carbono nos hidrocarbonetos aromáticos. Da energia emitida entre 3 e $4 \mu\text{m}$, estima-se que a abundância de carbono nessas moléculas seja de apenas 1% , o que representa 5% da abundância de carbono nos hidrocarbonetos aromáticos com menos de 1000 átomos de carbono.

Minerais silicatos têm forte absorção próximo de $9,7 \mu\text{m}$ devido à ligação Si-O. Isso é verificado na observação da emissão em $10 \mu\text{m}$ em estrelas ricas em oxigênio (que se condensam em poeiras de silicato), e não em estrelas de carbono, onde os silicatos não são formados, porque todo o oxigênio é concentrado em CO (Draine, 2003).

c) Alinhamento dos Grãos

A emissão galáctica no infravermelho distante e em comprimentos de onda sub-milimétricos ($\lambda \sim 50 \mu\text{m} - 1 \text{mm}$, $\nu \sim 300 - 6000 \text{GHz}$) é devida à emissão térmica de poeira interestelar em temperaturas de 10 a 100 K. Em regiões densas do meio interestelar, como nuvens moleculares, a luz vinda das estrelas é em grande parte polarizada pelos grãos de poeira. A polarização ocorre devido ao alinhamento dos grãos de poeira com o campo magnético interestelar, o que resulta de colisões entre os grãos e o gás molecular. Para que os grãos fiquem alinhados, a escala de tempo para alinhamento deve ser menor do que a escala de tempo do amortecimento colisional (Vaillancourt, 2007). A Figura 3.13 (a) mostra como ocorre a polarização da luz de uma estrela que atravessa uma nuvem de grãos de poeira alinhados. A direção da polarização (E) é paralela ao plano da direção do campo magnético no céu. Em (b), a polarização da radiação de uma nuvem opticamente fina de grãos de poeira alinhados mostra uma direção da polarização (E) perpendicular ao plano da direção do campo magnético.

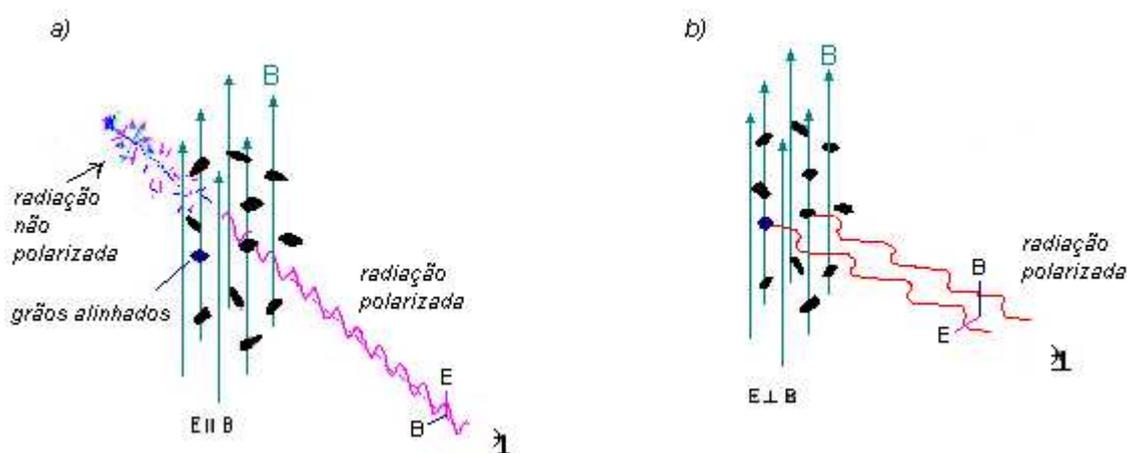


Figura 3.13: Polarização por grãos de poeira: a) da luz emitida por uma estrela; b) da radiação térmica.

FONTE: Lazarian (2008a)

Lazarian (2008b) mostra que o modelo analítico de alinhamento de torque radiativo consegue prever de maneira eficiente o grau de alinhamento dos grãos. A emissão polarizada dos grãos de poeira interfere na tentativa de medição da polarização da RCFM, por isso são necessárias medidas mais precisas da emissão polarizada dos grãos de poeira.

d) Distribuição da Poeira

A morfologia da distribuição da poeira interestelar é bem complexa, consistindo de nuvens escuras e diferentes estruturas no céu. As regiões mais difusas são chamadas de *cirrus* para serem diferenciadas de objetos individuais. Em nuvens difusas de baixa densidade, transparentes à luz de estrelas, todos os grãos são expostos à mesma fonte de radiação quase isotrópica. Tais nuvens representam casos ideais observáveis (alinhamento perfeito dos grãos, temperatura única, tamanho e forma constante dos grãos), exceto nos grãos com diferentes emissividades em diferentes temperaturas de equilíbrio. As nuvens *cirrus* no infravermelho são observadas em altas latitudes galácticas e brilham entre 10 e 100 MJy/sr nos comprimentos de onda de 100 a 200 μm . A maior parte da emissão está concentrada no plano galáctico, porém podemos observar *cirrus* em todo o céu em $\lambda \sim 100 \mu\text{m}$ (Vaillancourt, 2007).

Outras fontes com forte emissão térmica de poeira também podem ser encontradas no céu, como por exemplo, as nuvens de *Ophiuchus* (Boulanger et al., 1998) e fontes extragalácticas (Finkbeiner e Schlegel, 1999), além de fontes pontuais.

3.3.2 Emissão no Infravermelho Distante

A emissão interestelar entre 1 mm (300 GHz) e 100 μm (3000 GHz) é devida primeiramente à emissão térmica de partículas de poeira aquecidas pela luz difusa de estrelas em temperaturas de 15 a 25 K (Draine e Lazarian, 1999a). O meio interestelar difuso em latitudes galácticas $|b| \gtrsim 20^\circ$ é considerado uma boa região de estudo, pois fornece boas estimativas para a intensidade da luz das estrelas que aquece a poeira nessa região. Além disso, a emissão observada em 21 cm fornece densidades de coluna de gás precisas, o que permite determinar a densidade da coluna de poeira (Draine, 2003), uma vez que se adote previamente uma razão entre poeira e gás. Através dos dados de fotometria do COBE (FIRAS e DIRBE) e IRTS (cf. 3.12), aproximadamente 20% da energia absorvida da luz das estrelas é irradiada em $\lambda < 12 \mu\text{m}$ por PAHs.

Cerca de 2/3 da potência da radiação estão em $\lambda \gtrsim 50 \mu\text{m}$ (esta é a emissão para grãos de raio $a \gtrsim 0,1 \mu\text{m}$ que são mantidos a uma temperatura quase constante de 15 a 20 K). O restante da potência de radiação é devida a grãos com raio $a \lesssim 5 \text{ nm}$, cujos picos de

temperatura são resultantes da absorção de fótons individuais. Podemos deduzir que: a) a população de grãos deve conter uma quantidade de grãos com $a \lesssim 5 \text{ nm}$ suficientes para contabilizar 1/3 da absorção da luz proveniente das estrelas; b) a semelhança do espectro de emissão de 3 a 12 μm da região de difusão estelar para o espectro de emissão de moléculas PAHs, radicais e íons, implica que uma grande fração dos grãos pequenos deve ser PAHs (Draine, 2003).

A emissão no infravermelho distante é um bom traço de poeira interestelar. Os mapas de céu inteiro do IRAS e DIRBE podem ser usados para obtermos a densidade de coluna de poeira (Schlegel et al., 1998).

3.3.3 Índice Espectral

Medidas do índice espectral para emissão térmica de poeira β_p , geralmente estão na faixa de $1,5 \leq \beta_p \leq 2$ (Bennett et al., 2003). Pesquisas realizadas por Schwartz (1982) mostram que existe uma relação inversa entre a temperatura da poeira e o índice espectral, sendo que no plano da galáxia, então, observam-se valores menores para β_p .

Através de medidas de propriedades ópticas de grafites e silicatos, Finkbeiner e Schlegel (1999) sugerem que grãos de silicato são os responsáveis pelo índice $\beta_p = 1,7$ e carbonetos os responsáveis por $\beta_p = 2,7$.

A relação entre a intensidade I_ν e a frequência é descrita por:

$$I_\nu \propto B_\nu(T)\nu^{\beta_p} \quad (3.20)$$

que corresponde a uma lei de Planck modificada, em que B_ν é a função de Planck para a temperatura da poeira $T \sim 20 \text{ K}$, na qual o índice $\beta_p \sim 2$. O espectro para emissão de poeira em microondas é visto na Figura 3.1.

3.4 Emissão Anômala da Galáxia

Vários estudos de regiões do céu entre 10 e 60 GHz apontam a existência de uma emissão em microondas que está correlacionada com a emissão térmica de poeira (Kogut et al., 1996;

de Oliveira-Costa et al., 1997; Leitch et al., 1997). Pela dependência da frequência observada para a emissão, esperar-se-ia que ela fosse uma combinação de emissão livre-livre de hidrogênio ionizado com emissão térmica de poeira (Kogut et al., 1996). No entanto, a radiação observada está bem acima do valor esperado para emissão livre-livre de gás a uma temperatura de 10^4 K e Leitch et al. (1997) propõem que essa emissão é originada em um gás de temperatura $T \gtrsim 10^6$ K. Dessa forma, a emissão galáctica medida nessa faixa de frequência é maior que a esperada pela combinação das emissões térmicas de poeira, livre-livre e síncrotron, sugerindo a existência de uma nova componente galáctica nessa região do espectro. Essa nova componente é chamada de emissão anômala e alguns modelos foram desenvolvidos para tentar explicar sua existência. Entre eles temos a emissão por *spinning dust*, associada a pequenos grãos de poeira girando em frequências altas; emissão por grãos magnetizados, devida a flutuações de magnetização dos grãos; e emissão de pequenos grãos em baixa temperatura. Descrevemos a seguir cada um dos modelos para a emissão anômala.

3.4.1 Evidências Experimentais

Nos dados do COBE/DMR correlacionados com DIRBE e o mapa em 408 MHz (Haslam et al., 1982), Kogut et al. (1996) encontram uma emissão correlacionada com a emissão de poeira, porém que não aumenta monotonicamente com a frequência, como se espera na emissão térmica de poeira. Ao invés disso, a emissão medida diminui entre as frequências de 31 e 53 GHz e apresenta índice espectral similar ao de emissão livre-livre, sendo por isso inicialmente interpretada como sendo livre-livre. Estudos posteriores em partes isoladas do céu mostraram que a emissão medida era mais intensa que a emissão livre-livre traçada pela emissão $H\alpha$. A emissão anômala também é confirmada no experimento Saskatoon (de Oliveira-Costa et al., 1997), nos dados de OVRO (Leitch et al., 1997), nas pesquisas em 19,2 GHz de Cottingham e Boughn (de Oliveira-Costa et al., 1999) e nos dados de QMAP em 30 GHz (de Oliveira-Costa et al., 2000) e caracteriza-se por ter um pico de emissão entre 15 e 30 GHz. Novos estudos com os dados de Tenerife e o mapa $H\alpha$ (WHAM) sugerem que a emissão anômala por pequenos grãos está bem correlacionada com a emissão observada no infravermelho por grãos maiores, porém em escalas angulares maiores (de Oliveira-Costa et al., 2002). Banday et al. (2003) analisando os dados do DMR e considerando que a emissão em $H\alpha$ tem correlação com a poeira, encontram nos dados uma componente anômala correlacionada com a distribuição de

poeira. Seu espectro é da forma $\nu^{-\beta}$, em que $\beta \sim 2,5$, no intervalo de frequências do DMR. Com as evidências nos vários experimentos, fica clara a existência de uma emissão anômala.

Com os dados do WMAP, que produziu mapas de céu inteiro com resolução angular entre 13 e 50 minutos de arco, Bennett et al. (2003) mostram que a correlação com a poeira diminui de 90 para 61 GHz e depois aumenta com pico próximo de 23 GHz. Os dados do WMAP foram apontados por Finkbeiner (2004) como consistentes com o modelo de *spinning dust* proposto por Draine e Lazarian (1998b), o qual explicaremos na Seção 3.4.2.

Através de correlações com os dados de Tenerife em 10 e 15 GHz, de Oliveira-Costa et al. (2004) concluíram que o mapa de emissão síncrotron gerado pelo WMAP está contaminado pela emissão anômala. O espectro produzido pelo mapa devido à emissão anômala tem uma provável queda nas frequências menores que 20 GHz e uma inclinação mais suave que a esperada nas frequências do WMAP. Isto indica que o mapa síncrotron do WMAP deve estar contaminado por um *Foreground X*, que é outro nome atribuído à emissão anômala.

Dados em 8 e 14 GHz no plano galáctico mostram um espectro consistente com a emissão de *spinning dust* e que não é devido à emissão síncrotron (Finkbeiner, 2004). Em altas latitudes galácticas, um estudo feito por Lagache (2003) nos mapas do WMAP, mapas de poeira do DIRBE e mapas de emissão $H\alpha$ revela um excesso de emissão que diminui quando a opacidade do meio aumenta e está associado a pequenas partículas de poeira aquecidas em forma transiente.

Um estudo das propriedades de polarização (Hinshaw et al., 2007) nos dados de 3 anos do WMAP também favorece a hipótese de emissão anômala, preferencialmente do tipo *spinning dust*. Com os mapas de 5 anos do WMAP, Gold et al. (2008) apresentam um mapa modelo para emissão anômala. De acordo com esse modelo, cerca de 14% da emissão na banda Ka (33 GHz) é devido à emissão de *spinning dust*, entretanto os resultados não se aplicam ao Plano Galáctico.

Embora existam tantas evidências para a emissão anômala, encontramos alguns contrapontos. Alguns experimentos somente observam em baixas latitudes galácticas, outros apenas em algumas nuvens (Finkbeiner, 2004), outros são muito contaminados por ruído (de Oliveira-Costa et al., 2004). Entretanto, todos os experimentos sugerem um estudo mais aprofundado em frequências até 60 GHz, para descobrir qual modelo se ajusta às observações e qual o mecanismo causador da emissão anômala.

3.4.2 Emissão por *Spinning Dust*

Pesquisas realizadas nos mapas de emissões galácticas entre 10 e 60 GHz que revelam a emissão anômala (de Oliveira-Costa et al., 2002; Finkbeiner, 2004; Dobler e Finkbeiner, 2008) apontam a fonte dessa radiação como sendo a emissão de dipolo elétrico de pequenos grãos de poeira interestelar em rotação, ou simplesmente, *spinning dust*. Draine e Lazarian (1998a) prevêem como seria esse processo de emissão: os grãos responsáveis pela emissão seriam hidrocarbonetos, em sua grande maioria contendo entre 10^2 a 10^3 átomos que, ao absorverem um fóton, elevam a sua temperatura e emitem (emissão térmica). No entanto, a emissão devida à rotação dos grãos depende da componente do momento de dipolo elétrico perpendicular à velocidade angular (Figura 3.14).

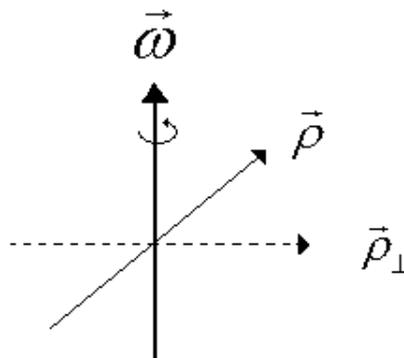


Figura 3.14: Componente do momento de dipolo elétrico perpendicular a ω .

A rotação desses grãos de poeira é explicada por alguns processos físicos, como colisões e interações com átomos e íons, emissão de radiação no infravermelho, formação de moléculas H_2 na superfície dos grãos e efeito fotoelétrico. A emissão entre 10 e 100 GHz é dominada por grãos contendo $N \lesssim 10^3$ átomos. Para os grãos muito pequenos (grãos em formato de discos com $N \leq 150$ átomos) a rotação é explicada pela emissão de dipolo elétrico, e para grãos esféricos um pouco maiores ($150 \leq N \leq 10^3$) a emissão ocorre devido ao plasma de arraste (interação do momento de dipolo elétrico do grão com o campo elétrico produzido por íons passando próximos à carga do grão) (Draine e Lazarian, 1998b).

Os grãos de poeira e o gás se encontram em regiões neutras e de baixa densidade (meio neutro quente - WNM, meio neutro frio - CNM ou nuvens moleculares - MC), em regiões ionizadas aquecidas (meio quente ionizado - WIM) ou ainda em nuvens escuras (DC), onde o

grão é aquecido pela luz que vem das estrelas até temperaturas de ~ 18 K e irradia fortemente. Aqui, a perda de momento elétrico é muito maior do que a perda de velocidade angular. Relativamente pouco material molecular está presente em $|b| > 30^\circ$, então as regiões difusas WIM, WNM e CNM são as fontes mais comuns.

Para prever a intensidade da emissão dipolar dos grãos de poeira, precisamos saber o número de grãos pequenos, seu momento de dipolo e sua velocidade angular.

a) Momento de Dipolo dos Grãos

A excitação rotacional e sua desaceleração são explicadas explicitamente para grãos esféricos. Quando grãos não esféricos são considerados, usamos os resultados para grãos esféricos, porém com o raio a substituído por um valor médio apropriado.

De acordo com Draine e Lazarian (1998b) um grão em rotação com momento de dipolo elétrico ρ irradia com a potência:

$$P = \frac{2}{3} \frac{\omega^4 \rho^2 \sin^2 \theta}{c^3} \quad (3.21)$$

onde θ é o ângulo entre a velocidade angular ω e ρ .

Se a orientação de ρ não estiver correlacionada com a velocidade angular ω , temos que na Equação 3.21, $\langle \sin^2 \theta \rangle = 2/3$, e a potência de radiação esperada é então,

$$P = \frac{4}{9} \frac{\rho^2 \omega^4}{c^3} \quad (3.22)$$

b) Distribuição do Tamanho dos Grãos

De acordo com Draine e Lazarian (1998b) a frequência de rotação do grão ω , depende inversamente do tamanho do grão a . A emissão de microondas devida aos grãos de poeira é significativa apenas para frequências de rotação $\omega/2\pi \gtrsim 1$ GHz, o que corresponde a número de átomos $N \lesssim 10^4$ e grãos de tamanhos $a \lesssim 3 \times 10^{-7}$ cm. A distribuição MRN, Mathis, Rumpl e Nordsieck, (Mathis et al., 1977) de massa sobre os grãos de diferentes tamanhos, quando estendida a tamanhos muito pequenos, pode dar uma estimativa da população desses grãos muito pequenos. A distribuição para o grafite, por exemplo, é dada por:

$$\frac{dn}{da} = n_H A_{MRN} a^{-3,5} \quad a_{min} \lesssim a \lesssim 2,5 \times 10^{-5} \text{ cm} \quad (3.23)$$

em que $A_{MRN} = 10^{-25,16} \text{ cm}^{2,5}$, n é a densidade dos grãos em função do diâmetro a e n_H é a densidade de átomos de hidrogênio. Se a distribuição de tamanho dos grãos for estendida até $a_{min} = 3,6 \text{ nm}$, temos 17% da massa nos grãos de tamanho $a < 10^{-6} \text{ cm}$, mas apenas 2,6% da massa nos grãos de tamanho $a < 10^{-7} \text{ cm}$.

Draine e Lazarian (1998b) interpretam que a intensa emissão no infravermelho observada pelo IRAS é devida à possível existência de uma população substancial de grãos pequenos. Eles consideram uma distribuição log-normal para esta população que, na distribuição MRN, é escrita como:

$$\frac{1}{n_H} \frac{dn}{da} = A_{MRN} a^{-3,5} + B a^{-1} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{\ln(a/a_0)}{\sigma} \right]^2 \right\}, \quad (3.24)$$

em que $a_0 = 0,6 \text{ nm}$, $\sigma = 0,4$ e o coeficiente B é escolhido de maneira tal que os grãos contenham uma fração de 5% da abundância total de carbono.

Em nuvens densas, a fração de massa nos grãos pequenos é menor. No entanto, quando as regiões densas são expostas a uma intensa iluminação, uma forte emissão é observada em $3,3 \mu\text{m}$, $6,2 \mu\text{m}$, $7,7 \mu\text{m}$, e $8,6 \mu\text{m}$, que é atribuída às moléculas de hidrocarbonetos aromáticos policíclicos. A emissão observada necessita de 1% do carbono contido nessas partículas, ou 1/5 da abundância estimada para nuvens difusas. Para as nuvens densas a fração de massa nos grãos muito pequenos é reduzida por um fator de 5. Para $a \lesssim 3 \times 10^{-7} \text{ cm}$ é adotada a distribuição do tamanho dos grãos da Equação 3.24, porém com os valores A_{MRN} e B reduzidos por um fator 5.

A incerteza na abundância e no tamanho dos grãos pequenos é maior em nuvens densas e escuras, onde a ausência da luz de estrelas não permite evidenciar a existência dos grãos muito pequenos.

c) Emissividade

De acordo com Draine e Lazarian (1998b), consideramos que a distribuição de frequência de rotação, ω , do grão segue a distribuição de Boltzmann. A emissividade por átomo de Hidrogênio em unidades de $\text{Jy sr}^{-1}/\text{H}$ é:

$$\frac{j_\nu}{n_H} = \left(\frac{8}{3\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{n_H c^3} \int da \frac{dn}{da} \frac{\rho^2 \omega^6}{\langle \omega^2 \rangle^{3/2}} \exp \left(\frac{-3\omega^2}{2\langle \omega^2 \rangle} \right), \quad (3.25)$$

em que ρ é o momento de dipolo do grão, $\langle \omega^2 \rangle$ sua velocidade angular quadrática média e $\frac{dn}{da}$ é a distribuição de tamanho dos grãos dada pela Equação 3.24. A Figura 3.15 mostra o espectro estimado para a emissividade nas regiões CNM, WNM, WIM, MC e DC.

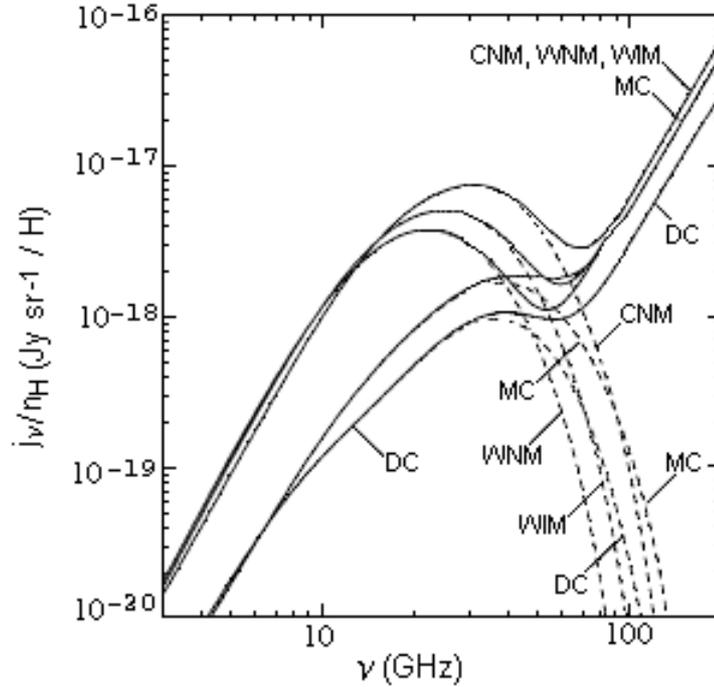


Figura 3.15: Emissividade por átomo de H devido aos grãos pequenos dos meios interestelares DC, MC, CNM, WNM e WIM. Para meios DC e MC a população de grãos muito pequenos é reduzida por um fator 5 em relação às regiões difusas. A linha contínua indica a emissividade total dos grãos, enquanto a linha tracejada indica a emissividade por rotação dos grãos pequenos.

FONTE: Draine e Lazarian (1998b)

As emissividades observadas nos experimentos citados na Seção 3.4.1 apresentam características muito próximas aos espectros de emissões previstos teoricamente (Figura 3.15).

3.4.3 Emissão de Dipolo Magnético

Flutuações térmicas de magnetização dentro de grãos interestelares individuais podem resultar em uma radiação de dipolo magnético. Draine e Lazarian (1999b) consideram que as flutuações magnéticas dependem das propriedades magnéticas do material que compõe o

grão, considerando as propriedades paramagnéticas, superparamagnéticas, ferromagnéticas e ferrimagnéticas.

a) Materiais Candidatos

Se aproximadamente 30% da massa dos grãos for composta por carbonetos, podemos dizer que quase 30% da massa dos grãos é composta por Ferro (Fe) e Níquel (Ni). Logo, uma fração da população dos grãos interestelares seriam fortemente magnéticas, metálicas (Fe ou Ni), magnetita (Fe_3O_4) ou magmita ($\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$).

O Fe é o quinto elemento mais abundante no meio interestelar e quase todo ele está nos grãos de poeira. Qualquer material do grão fortemente magnético deve conter Fe. Alguns possíveis materiais contendo Fe com propriedades magnéticas são: Fe_2SiO_4 , FeSiO_3 , FeS , FeCO_3 , FeMgSiO_4 , $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$, FeO , MgFe_2O_4 . Os materiais estão escritos em ordem decrescente do comportamento magnético apresentado em temperaturas de $T \lesssim 20$ K da poeira interestelar.

Draine e Lazarian (1999b) sugerem que a população de grãos interestelares pode ser composta por quatro possíveis arranjos de substâncias:

- 1) 100% do Si e Fe são incorporados em grãos de silicato com comportamento paramagnético;
- 2) 100% do Ferro são incorporados em pequenos grãos de Fe_3O_4 ;
- 3) 5% do Ferro são incorporados em pequenos grãos esféricos de Ferro;
- 4) 5% do Ferro são incorporados em grãos elipsóides na proporção 1:1,5:2.

b) Emissão em Microondas

No óptico e no infravermelho ($\nu > 10^{12}$ Hz), a emissão por dipolo magnético não é significativa. Em frequências de microondas, esses materiais podem explicar os campos elétrico e magnético das cargas e ambas as constantes dielétrica $\epsilon(\omega)$ e permissividade magnética $\mu(\omega)$ podem ter um papel na absorção e emissão de radiação eletromagnética. Para um grão que não esteja em rotação, a potência irradiada no intervalo de frequência $d\nu$ é:

$$P_\nu d\nu = 4\pi C_{abs}(\nu) B_\nu(T) d\nu \quad (3.26)$$

em que $C_{abs}(\nu)$ é a seção de choque de absorção na frequência ν , e $B_\nu(T)$ é a função de Planck.

De acordo com Draine e Lazarian (1999b), a emissão vibracional é devida às flutuações térmicas na distribuição de carga, o que gera a polarização elétrica do grão. A partir daí se produz a emissão de dipolo elétrico. A emissão de dipolo magnético, porém, se refere à emissão devida às flutuações térmicas na magnetização do material do grão. Uma emissão rotacional surge da rotação do momento de dipolo magnético do grão magnetizado em rotação. Apenas os grãos de tamanho $a \lesssim 10^{-7}$ cm giram em frequências $\nu \gtrsim 10$ GHz.

A contribuição do dipolo magnético para a emissividade por átomo de H é:

$$\frac{j_\nu}{n_H} = \frac{n_{gr}}{n_H} \langle C_{abs}^{(md)} \rangle B_\nu(T) \quad (3.27)$$

em que n_{gr} é a densidade numérica dos grãos e $\langle C_{abs}^{(md)} \rangle$ é a seção de choque do dipolo magnético. A emissividade para cada componente do grão é mostrada na Figura 3.16. A emissão de dipolo elétrico e a emissão vibracional também são mostradas. Verificamos que os picos de emissão para um dos tipos de emissão por dipolo magnético não coincidem com o pico esperado para uma emissão por *spinning dust*.

As estimativas de Draine e Lazarian (1999b) predizem que o ferro metálico produz uma forte emissão próximo de 70 GHz, sendo que apenas 5% do Ferro pode estar na sua forma metálica pura. No entanto, é possível que o Fe esteja presente em substâncias com concentrações consideráveis de Mg, Si, O e H, com propriedades magnéticas intermediárias entre o ferro metálico e o Fe_3O_4 . Dessa forma, a emissão por dipolo magnético não é suficiente para explicar toda a emissão anômala medida, podendo contribuir apenas para parte dela.

A emissão rotacional necessita de grãos de poeira muito pequenos, os quais se encontram em quantidade muito reduzida em regiões densas, então espera-se que a emissão rotacional seja relativamente fraca nessas regiões. A emissão térmica de dipolo magnético, ao contrário, não é afetada pela ausência dos grãos pequenos e, ainda, deve ser mais intensa nas regiões densas. Então, observações entre 10 e 60 GHz em nuvens densas podem ser usadas para distinguir a emissão por *spinning dust* da emissão por dipolo magnético. Além disso, a emissão dos grãos magnetizados apresenta uma forte polarização, bem diferente da polarização esperada na emissão por *spinning dust*.

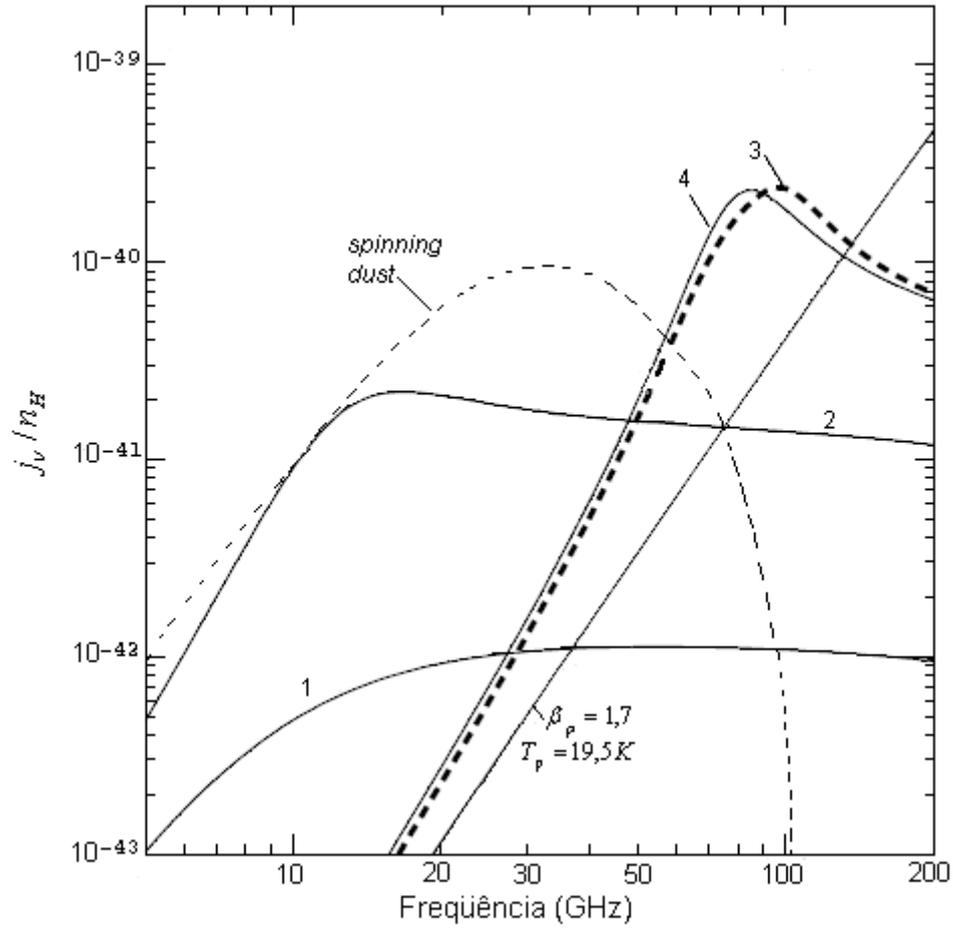


Figura 3.16: Emissividade por átomo de H dos grãos interestelares em unidades de $\text{erg s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}/H$ por (1) grãos paramagnéticos de silicatos contendo 100% de Si, Fe e Si; (2) grãos de Fe_3O_4 contendo 100% do Fe; (3) 5% do Fe em forma de ferro metálico ou em grãos elipsóides; (4) 5% do Ferro incorporado em grãos esféricos pequenos. Para comparação é mostrada a emissão vibracional dos grãos com índice $\beta_p \propto \nu^{1,7}$ e temperatura dos grãos de $T \sim 19,5 \text{ K}$ e a emissão por *spinning dust* para o meio CNM.

FONTE: Draine e Lazarian (1999b)

3.4.4 Emissão por Grãos Frios Pequenos

A emissão residual detectada nos dados do WMAP por Lagache (2003) contribui para o espectro entre 3,2 mm e 9,1 mm e diminui em amplitude quando a quantidade de gás HI presente aumenta, contrariando o fato de que a emissão de HI no infravermelho distante permanece constante. Os grãos pequenos são aquecidos quando um fóton ultravioleta é absorvido. Quando o intervalo médio entre o impacto de fótons sucessivos é suficientemente grande para que haja o esfriamento das partículas, a temperatura será muito baixa, sendo da ordem da temperatura da RCFM. Sendo assim, estas partículas podem emitir significativamente em

freqüências de microondas, contribuindo para a emissão anômala da Galáxia. As incertezas relacionadas ao modelo são devidas às propriedades desconhecidas das partículas pequenas.

Dos três modelos apresentados, o que mais se aproxima da emissão observada é o modelo de emissão por *spinning dust*, pois os picos de emissão para os outros modelos estão mais afastados do pico de emissão encontrado nas observações. E, ainda, o recurso de emissão por dipolo magnético ocorre nas regiões de poeira, porém, a quantidade de ferro interestelar em sua forma pura não é suficiente para explicar toda a emissão observada de 10 a 60 GHz (Draine e Lazarian, 1999a).

Capítulo 4

Métodos

Descrevemos neste capítulo a metodologia usada para se obter resultados com os mapas do GEM e os demais mapas estudados, a começar pela suavização dos mapas até os procedimentos de escolha de regiões de estudo, correlação, obtenção do mapa de emissão residual e cálculo dos índices espectrais.

O mapa estudado foi produzido pelo GEM na frequência de 2,3 GHz, e ainda utilizamos neste trabalho os mapas dos experimentos em 408 MHz (Haslam et al., 1982), COBE/DIRBE - banda 08 - 100 μm (Hauser et al., 1998), WMAP - bandas K (emissão síncrotron) e W (emissão térmica de poeira) em 23 GHz e 94 GHz, respectivamente (Gold et al., 2008), mapa de emissão $\text{H}\alpha$ (Finkbeiner, 2003) e mapa de emissão em 2,326 GHz produzido pelo experimento Rhodes/HartRAO (Jonas et al., 1998). Todos os mapas estão no sistema de pixelização HEALPix.

O HEALPix é um conjunto de pacotes computacionais que distribui os dados em uma esfera com pixels de áreas iguais. No esquema de pixelização escolhemos o tamanho e a quantidade de pixels através do parâmetro NSIDE, que é uma potência de base 2. A quantidade de pixels (N_{pix}) no mapa obedecerá à forma $N_{\text{pix}} = 12 \times \text{NSIDE}^2$. O esquema de pixelização adotado neste trabalho foi o *ring*, no qual os pixels começam a ser numerados no Pólo Norte Celeste ou Galáctico e vão até o Pólo Sul ao longo de faixas de declinação ou latitude (Górski et al., 2005).

Os mapas estão no sistema de coordenadas galácticas e foram degradados para NSIDE = 64, ou seja, 49.152 pixels no céu todo. A resolução angular do GEM 2,3 GHz é 2,9°, então todos os mapas foram suavizados para essa resolução através da rotina ‘smoothing’ do HEALPix.

4.1 Método das médias

4.1.1 A escolha de regiões

A teoria de emissão dipolar dos grãos de poeira só pode ser estudada nos mapas em questão se determinarmos quais são as regiões dos mapas que possuem uma forte correlação com a emissão térmica de poeira em altas frequências. Uma vez definidas essas regiões, analisamos sua emissão e índice espectral para identificar possíveis vestígios da emissão anômala.

Com exceção dos mapas em 2,3 GHz e 2,326 GHz, todos os outros são de céu inteiro. Para trabalhar com os diferentes mapas apenas nas regiões do céu comum a todos os experimentos, foi necessário criar uma máscara baseada na região de observação do GEM, que pudesse ser aplicada aos outros mapas (Figura 4.1). Essa máscara tem valor zero nos pixels correspondentes às regiões que não são observadas pelo GEM, e valor 1 nas regiões de observação. Ao se aplicar a máscara sobre um mapa, a região de valor 1 permite que os valores do mapa apareçam, enquanto a região de valor 0 anula todos os pixels que aí se encontram. Quando utilizamos o mapa do experimento Rhodes/HartRAO, ao invés do mapa do GEM, para se comparar os resultados, uma outra máscara baseada na sua região de observação também foi criada pelo mesmo princípio. Criamos as máscaras com NSIDE=512, o que equivale a 3.142.728 pixels para todo o céu. A partir delas, fizemos as outras máscaras com NSIDE=64 para serem aplicadas. Esta degradação tornou-se necessária para ser compatível com o tamanho e número de pixels dos mapas utilizados neste trabalho, uma vez que todos eles possuem NSIDE=64.

A máscara Kp0 (Figura 4.2), criada pela equipe do WMAP para subtrair a emissão do Plano Galáctico e as fontes extragalácticas, também foi utilizada neste trabalho. Essa máscara tem o objetivo de excluir dos mapas os pixels com sinal *foreground* muito alto, para que se possa analisar estruturas da RCFM. No nosso caso, aplicamos a máscara para estudar mais detalhadamente as regiões do mapa com menor sinal de temperatura. As regiões excluídas pela máscara Kp0 se resumem ao Plano Galáctico, seus arredores e as fontes pontuais extragalácticas, totalizando 21,4 % dos pixels. A técnica utilizada na criação da máscara pode ser vista em Bennett et al. (2003).

Consideramos o mapa em 408 MHz de Haslam como dominado pela emissão síncrotron (de Oliveira-Costa et al., 1999; Hildebrandt et al., 2007) e os mapas do DIRBE em $100\mu m$ (Hauser et al., 1998) e WMAP - banda W (Gold et al., 2008) como mapas predominantes de emissão

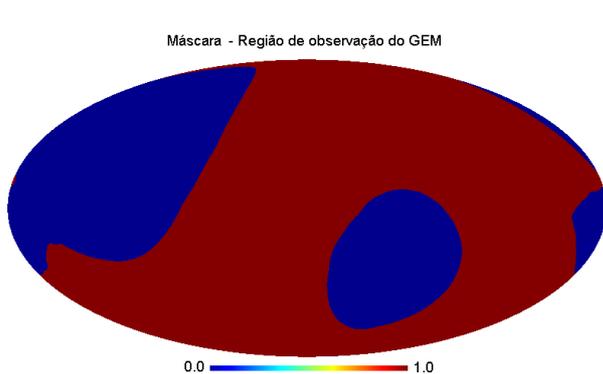


Figura 4.1: Máscara criada a partir da região de observação do GEM: apresenta valor 1 para região observada e 0 para a região não observada.

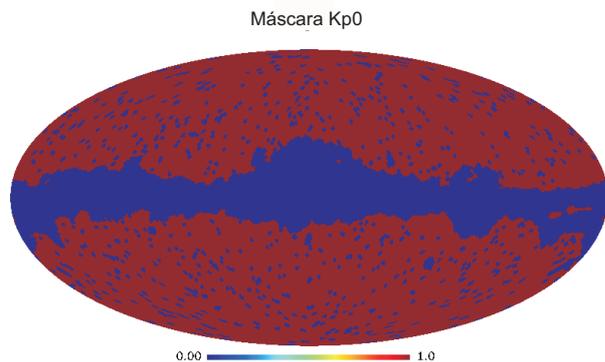


Figura 4.2: Máscara Kp0: apresenta valor 0 para o plano galáctico, regiões próximas a ele e fontes extragalácticas e valor 1 para as demais regiões.

térmica de poeira. Os três mapas, assim como todos os mapas do WMAP, estão disponíveis no portal LAMBDA¹. Com o programa IDL (Interactive Data Language) selecionamos nos mapas de emissão de poeira e no mapa de Haslam as regiões com alto sinal (valor) de temperatura. Desta forma, estudamos regiões com boa relação sinal-ruído em cada mapa.

O critério inicial para escolha de regiões de intensa emissão foi o cálculo da média de sinal para os mapas do DIRBE em $100\mu m$, WMAP em 94 GHz e Haslam em 408 MHz. Podemos observar na Figura 4.3 que a região de sinal intenso para a poeira, assim como observamos nos mapas de emissão síncrotron, é o Plano Galáctico. Inicialmente calculamos a temperatura média aplicando nos mapas a máscara Kp0 (Figura 4.2) e a máscara do GEM (Figura 4.1). A aplicação da primeira se deve ao fato de que o sinal de temperatura em qualquer um dos mapas é muito mais intenso no Plano Galáctico do que no restante do mapa, logo, é necessário se excluir esses pixels no cálculo da média, para evitar que examinemos apenas o Plano Galáctico. A aplicação da segunda máscara evita o estudo de regiões do céu não observadas pelo GEM.

Para obtermos uma segurança maior no critério de escolha da região a partir das médias de sinal em cada mapa, μ_m , determinamos também o desvio padrão σ_m na média das temperaturas calculadas. Se determinarmos a região de alta emissão do mapa como sendo os pixels com sinal acima da média de emissão e escolhermos os pixels abaixo da média como sendo a região de baixa emissão, no limite entre essas duas regiões temos pixels com valores de temperatura muito próximos, porém uns acima e outros abaixo da média de temperatura. Para evitar o estudo desses pixels muito próximos do limite entre as duas regiões de interesse,

¹<http://lambda.gsfc.nasa.gov>

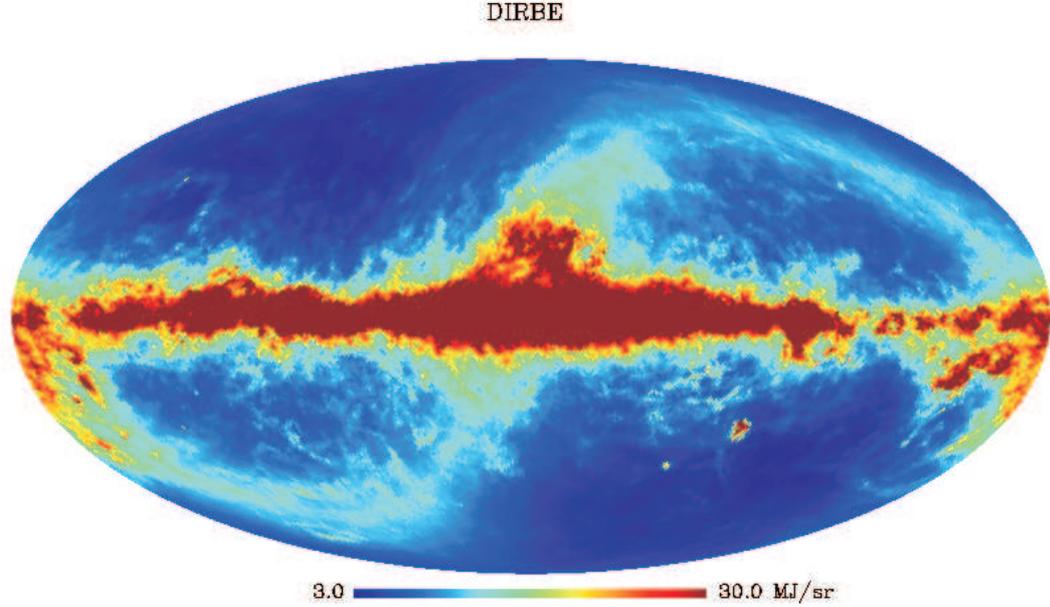


Figura 4.3: Mapa do Dirbe em $100\mu m$ com $NSIDE = 64$ e com corte em $30MJ/sr$ para se visualizar detalhes da emissão.

Retirado de <http://lambda.gsfc.nasa.gov>.

excluimos todos os pixels que se encontram dentro de uma faixa próxima à média como mostra a Figura 4.4.

A largura dessa faixa foi escolhida como sendo $\mu_m \pm x \cdot \sigma_m$, em que x é um número entre 0 e 1. Nos testes realizados com diferentes valores de x , escolhemos o melhor ajuste para $x = 1/8$, pois a largura da faixa era tal que não eram excluídos muitos pixels do cálculo e, ao mesmo tempo, havia uma separação aceitável entre as regiões de temperatura abaixo e acima da média. Consideramos então, as regiões dos mapas onde $T > (\mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m)$ como regiões de intensa emissão. Analogamente, consideramos as regiões de baixa emissão aquelas onde $T < (\mu_m - \frac{1}{8}\sigma_m)$. Os valores obtidos para a média de temperatura e o desvio padrão de cada mapa podem ser vistos na Tabela 4.1.

Tabela 4.1: Média de temperatura e seu desvio padrão para os mapas de emissão síncrotron e poeira com máscara Kp0 e máscara do GEM

| | DIRBE | WMAP - W | Haslam | GEM-2, 3 GHz |
|---------------|-----------------------|-----------------------|--------|-----------------------|
| $\mu_m(K)$ | $3,29 \times 10^{-1}$ | $8,92 \times 10^{-3}$ | 24,47 | $1,92 \times 10^{-1}$ |
| $\sigma_m(K)$ | $1,15 \times 10^{-1}$ | $7,66 \times 10^{-3}$ | 8,57 | $7,14 \times 10^{-2}$ |

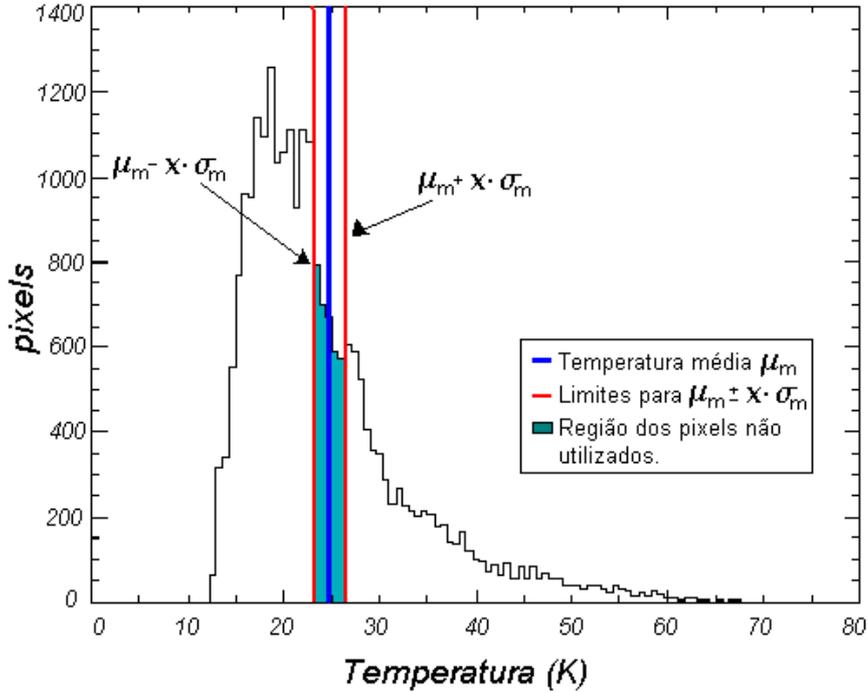


Figura 4.4: Faixa de valores de temperatura excluída. Utilizamos o histograma dos dados de Haslam como exemplo.

a) Regiões de sinal de temperatura acima da média nos mapas de emissão síncrotron e emissão térmica de poeira: regiões Tipo 1

Tomando como referência o mapa do DIRBE como sendo predominantemente emissão térmica de poeira, selecionamos os pixels, excluindo-se o Plano Galáctico, que possuem valores de temperatura superior a $\mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m$ (Tabela 4.1). Essa região do DIRBE é mostrada na Figura 4.5. Se escolhermos o mapa do WMAP - banda W como modelo de *foreground* para emissão térmica de poeira na nossa correlação, a mesma região de sinal maior que $\mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m$ é mostrada na Figura 4.6.

Verificamos que as regiões são semelhantes, com exceção do mapa do DIRBE se apresentar mais intenso próximo a linha zodiacal, o que possivelmente pode ser um resíduo de contaminação (Hauser et al., 1998).

Considerando a emissão medida no mapa de Haslam como sendo predominantemente emissão síncrotron, selecionamos aquelas regiões, excetuando-se o Plano Galáctico, que contêm valores de temperatura também maiores que $\mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m$ (Figura 4.7).

Escolhemos para analisar, então, a região de intersecção entre os pixels de alta emissão

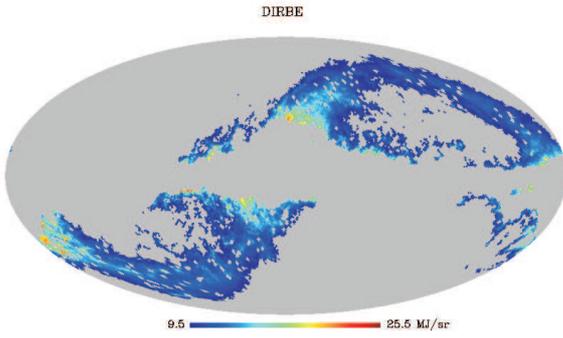


Figura 4.5: Mapa DIRBE - $100\mu m$ para regiões de sinal de temperatura $T > \mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m$ com máscara Kp0 e máscara GEM.

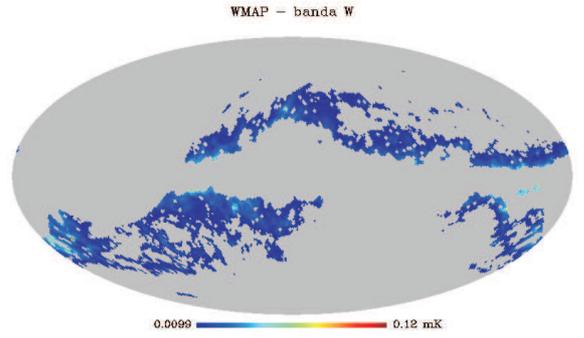


Figura 4.6: Mapa WMAP - W para regiões de sinal de temperatura $T > \mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m$ com máscara Kp0 e máscara GEM

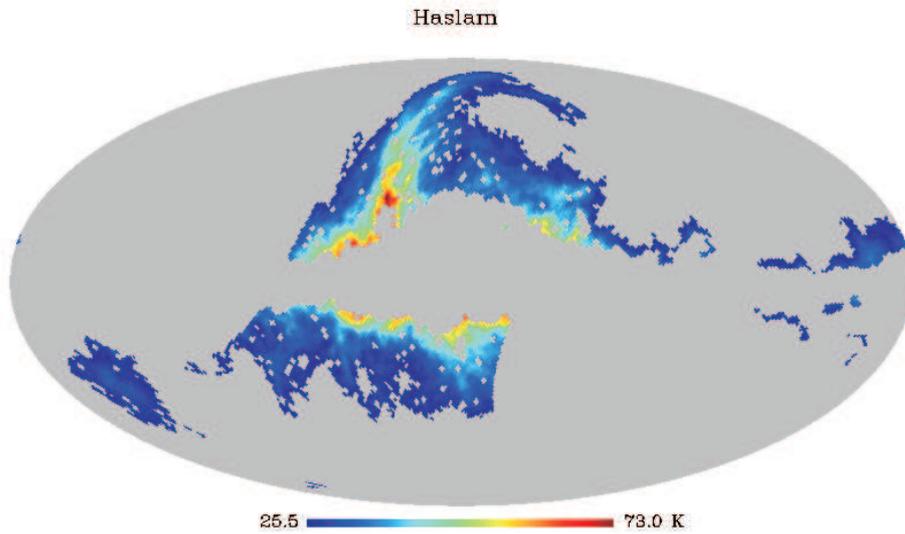


Figura 4.7: Região do mapa Haslam de intensa emissão síncrotron, $T > \mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m$, determinada a partir da média calculada com as máscaras GEM e Kp0.

síncrotron e alta emissão térmica, que foi chamada de **região Tipo 1**. Essa região pode ser determinada de duas formas: sobrepondo a emissão síncrotron (Figura 4.7) à emissão intensa do DIRBE (Figura 4.5), o que gera o mapa da Figura 4.8, ou substituindo-se, nessa intersecção, o mapa do DIRBE pelo mapa do WMAP-W (Figura 4.6), o que fornece a região de sinal acima de $\mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m$ para os mapas Haslam e WMAP-W da Figura 4.9.

A semelhança entre as duas regiões já era esperada, uma vez que tanto o DIRBE quanto o WMAP - W devem conter basicamente a emissão térmica da poeira em nossa Galáxia.

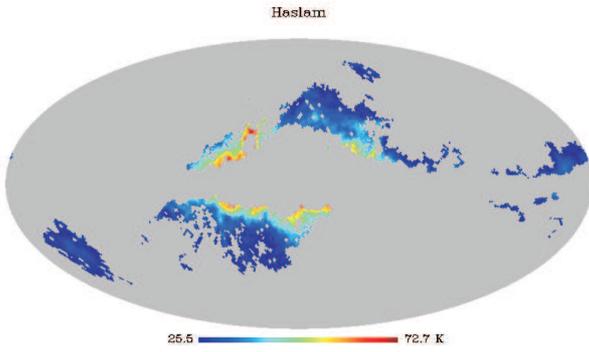


Figura 4.8: Região do mapa Haslam de emissão síncrotron, espacialmente correlacionada com a forte emissão de poeira mapeada pelo DIRBE.

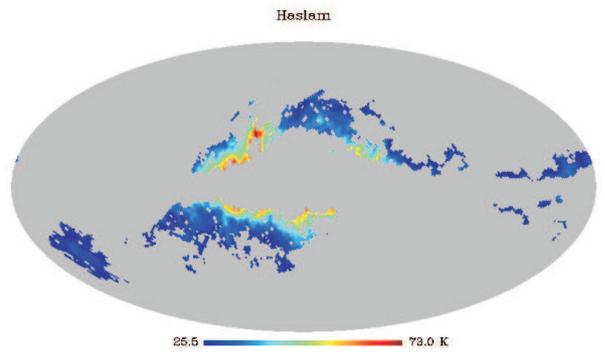


Figura 4.9: Região do mapa Haslam de emissão síncrotron, espacialmente correlacionada com a forte emissão de poeira no mapa WMAP-W.

b) Regiões de sinal de temperatura acima da média nos mapas de emissão síncrotron e abaixo da média nos mapas de emissão térmica de poeira: regiões Tipo 2

Para analisar regiões com sinal fraco nos mapas de poeira, identificamos regiões onde o sinal de temperatura esteja abaixo de $\mu_m - \frac{1}{8}\sigma_m$ nos mapas do DIRBE e WMAP-W, como calculado na Tabela 4.1. As regiões que obedecem a esse critério são mostradas nas Figuras 4.10 e 4.11.

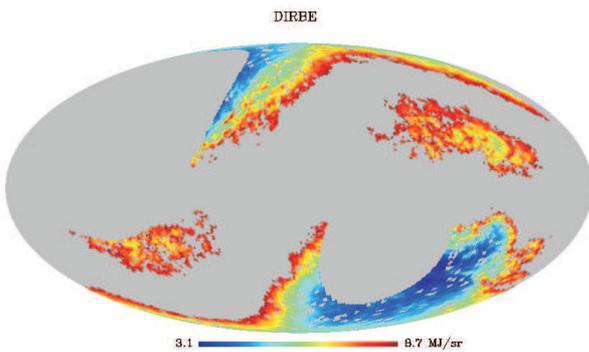


Figura 4.10: Região do mapa DIRBE de baixa intensidade com máscaras GEM e Kp0.

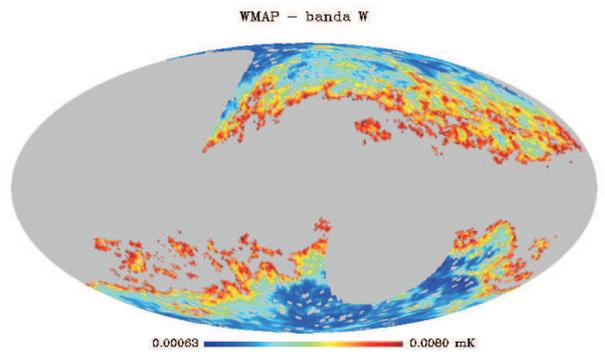


Figura 4.11: Região do mapa WMAP - W de baixa intensidade com máscaras GEM e Kp0.

A intersecção das regiões de fraca emissão térmica de poeira (Figuras 4.10 e 4.11) com a região de alta emissão síncrotron (Figura 4.7), pode ser vista nas Figuras 4.12 e 4.13. Chamamos essa região de **região Tipo 2**. Novamente percebemos que as regiões de intensa emissão síncrotron e baixa emissão térmica de poeira são muito semelhantes, tanto com o mapa do DIRBE, quanto com o mapa do WMAP - banda W como modelo de *foreground* para

emissão térmica de poeira. São essas regiões Tipo 1 e Tipo 2 que estudamos inicialmente.

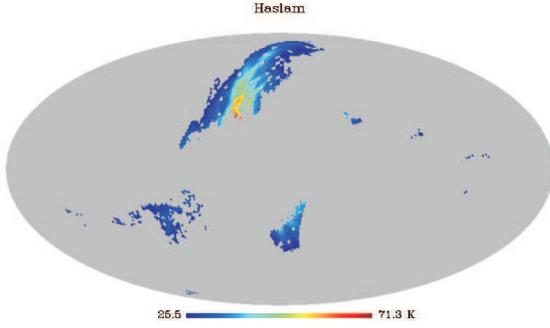


Figura 4.12: Região de forte emissão síncrotron e de baixa emissão térmica de poeira mapeada pelo DIRBE.

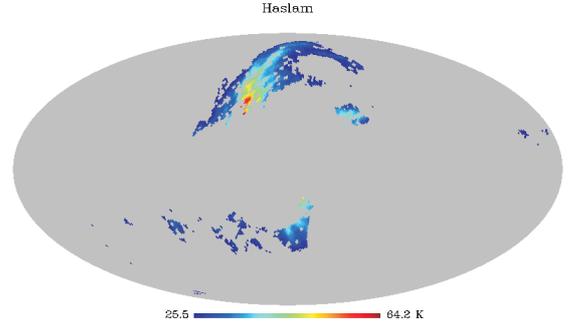


Figura 4.13: Região de forte emissão síncrotron e de baixa emissão térmica de poeira mapeada pelo WMAP-W.

4.1.2 Distribuição do Índice Espectral

A dependência da emissão síncrotron da Galáxia com a frequência é caracterizada pelo índice espectral β da Equação 3.10, enquanto a emissão térmica de poeira é dependente do índice espectral β_p visto na Equação 3.20. Podemos analisar a distribuição espacial dos valores de índice espectral da emissão síncrotron β , calculando-os a partir dos dados de emissão dos mapas de Haslam e WMAP - K para emissão síncrotron. Os mapas do WMAP que utilizamos foram elaborados a partir do método MCMC (Markov Chain Monte Carlo Fitting), que faz um tratamento nos dados de 5 anos do WMAP nas 5 bandas de observação e produz mapas de *foreground* com menor contaminação (Gold et al., 2008).

A lei de potência para a emissão síncrotron tendo o mapa de Haslam como referência e considerando $I_{(i,\nu)}$ a intensidade no pixel i na frequência ν é:

$$I_{(i,\nu)} = I_{(i,0.408)} \left(\frac{\nu}{0,408} \right)^{\beta_i} . \quad (4.1)$$

Podemos verificar que esta equação é idêntica à Equação 3.11, onde $\nu_0 = 0,408$ GHz e I_{ν_0} é a temperatura do mapa de Haslam. Então, para o cálculo do índice espectral β , temos que

$$\beta_i = \frac{\ln \left(\frac{I_{(i,\nu)}}{I_{(i,0.408)}} \right)}{\ln \left(\frac{\nu}{0,408} \right)} . \quad (4.2)$$

Fazendo o cálculo para todos os pixels, obtivemos um mapa de índice espectral para

emissão síncrotron entre as frequências dos mapas Haslam e WMAP - banda K para emissão síncrotron (Figura 5.1).

Utilizamos os dados do GEM 2,3 GHz nas regiões Tipo 1 (sinal de emissão de poeira acima de $\mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m$) e Tipo 2 (sinal de emissão de poeira abaixo de $\mu_m - \frac{1}{8}\sigma_m$) para verificar a presença de indícios de *spinning dust*. Uma vez que a emissão anômala está espacialmente correlacionada com a emissão de poeira, nas regiões em que essa emissão está presente, o índice espectral observado deve ser menos inclinado do que nas regiões em que ela está ausente. Portanto, investigamos se a região Tipo 1, apresenta alguma suavização no índice espectral, se comparada com a região Tipo 2, sugerindo a presença da emissão anômala, mesmo em frequências baixas como a do GEM.

Adotaremos como região de estudo, as regiões Tipo 1 e Tipo 2 calculadas a partir da média de temperatura do mapa de emissão de poeira do WMAP-W preferível ao mapa do DIRBE.

4.1.3 Estudo de regiões isoladas

A partir das regiões Tipo 1 (Figura 4.9) e Tipo 2 (Figura 4.13) apresentadas na seção anterior, selecionamos pequenas regiões isoladas para o estudo da temperatura no mapa de 2,3 GHz do GEM e análise do índice espectral juntamente com os demais mapas em estudo.

Da Figura 4.13 escolhemos 4 regiões circulares de alta emissão síncrotron e baixa emissão térmica de poeira da região Tipo 2, de raio $r = 7^\circ$, nomeadas regiões 1, 2, 3 e 4, e calculamos o índice espectral para essas regiões. A partir da região Tipo 1 da Figura 4.9 escolhemos 3 regiões circulares de mesmo raio. Escolhemos ainda para análise outras 3 regiões de intensa emissão no mapa $H\alpha$. Considerando que as emissões de *spinning dust* são semelhantes à emissão $H\alpha$ nas regiões WIM (meio quente ionizado), analisamos as regiões cujo sinal de temperatura também fosse acima de $\mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m$ no mapa de emissão $H\alpha$, ou seja, regiões com intensa emissão livre-livre (Dobler e Finkbeiner, 2008).

As 3 regiões escolhidas da região Tipo 1 foram selecionadas de forma que o sinal de temperatura no mapa $H\alpha$ fosse menor que $\mu_m - \frac{1}{8}\sigma_m$ e consideramos essas regiões como de fraca emissão $H\alpha$. São elas as regiões 5, 6 e 7 (regiões do Tipo 1, porém de fraca emissão $H\alpha$), enquanto as nebulosas de GUM, Orion A e Ophiuchus são as outras 3 regiões escolhidas por apresentarem alta emissão $H\alpha$. Essas últimas três regiões, mesmo fazendo parte da região de corte da máscara Kp0, foram incluídas nas regiões de Tipo 1, pois apresentam alta emissão

síncrotron e de poeira, podendo ser analisadas de maneira semelhante a essas regiões.

As nebulosas de GUM, Orion e Ophiuchus foram estudadas por Dobler & Finkbeiner (2008), que identificaram um pico de emissão de rotação de pequenos grãos de poeira em 50 GHz. Tanto a emissão livre-livre quanto a emissão de *spinning dust* em meio quente e ionizado (WIM) devem aparecer em um mapa de emissão $H\alpha$, pois a primeira é gerada pela colisão de elétrons com íons, enquanto a segunda provém da colisão de íons com pequenos grãos de poeira.

4.1.4 Mapa de Emissão Residual

Para verificarmos o excesso de emissão nas 10 regiões estudadas, calculamos a quantidade de emissão síncrotron, livre-livre e térmica de poeira que contribui para o sinal de temperatura medido pelo mapa do GEM 2300 MHz. Este cálculo foi feito através da extrapolação pela lei de potência dos mapas de modelos de emissão galáctica para a frequência de observação do GEM.

O mapa de Haslam em 408 MHz foi utilizado novamente como modelo de emissão síncrotron, e extrapolado para a frequência de 2300 MHz através da Equação 4.1, que é a lei de potência para a emissão síncrotron. Os valores para o índice espectral de cada pixel, β_i , foram obtidos a partir dos mapas de céu todo do Haslam e WMAP-K para emissão síncrotron (Equação 4.2). Os valores para β_i são mostrados no mapa da Figura 5.1.

A extrapolação para o mapa de emissão livre-livre foi feita a partir do mapa $H\alpha$ transformado em unidades de temperatura pela Equação 3.19, para a frequência 2,3 GHz. O mapa obtido em mK é transformado em K para ser analisado e comparado com o GEM.

Como modelo de emissão térmica de poeira utilizamos o mapa de poeira do WMAP-W (94 GHz) e o extrapolamos para a frequência do GEM, 2,3 GHz, através da lei de potência:

$$I_{(i;2,3)} = (1,0 \times 10^{-3}) \cdot I_{(i;94)} \left(\frac{2,3}{94} \right)^{\beta_p}, \quad (4.3)$$

onde o valor $1,0 \times 10^{-3}$ transforma o mapa obtido em mK para K e os valores de β_p foram extraídos do mapa de índice espectral da emissão de poeira elaborado pelo WMAP.²

Como já era esperado (cf. Figura 3.1), dentre os mapas extrapolados, o de emissão

²mapa obtido pelo WMAP (5 anos) desenvolvido através do método MCMC a partir das 5 bandas de emissão do WMAP. O mapa fornece os valores de β_p para cada pixel do mapa de $N_{\text{side}} = 64$.

síncrotron é o que representa uma maior contribuição para o mapa do GEM em 2,3 GHz, seguido pelo mapa de emissão livre-livre. O mapa de emissão térmica de poeira, praticamente não contribui ao ser extrapolado para a frequência do GEM, atingindo temperaturas de, no máximo, $5 \mu\text{K}$.

Para obtenção do mapa de emissão residual, através do qual analisamos o excesso de emissão e verificamos se esse excesso é compatível com a emissão de *spinning dust*, subtraímos os mapas extrapolados do mapa de temperatura do GEM. Consideramos então que o mapa de Haslam extrapolado caracteriza a emissão síncrotron em 2,3 GHz, o mapa $H\alpha$ convertido significa a emissão livre-livre em 2,3 GHz, e o mapa de poeira do WMAP-W extrapolado caracteriza a emissão térmica de poeira nessa frequência. Portanto, a soma dos três mapas extrapolados representa o sinal esperado na frequência do GEM, considerando-se que a emissão galáctica seja apenas a contribuição dessas três componentes. O mapa do GEM, por sua vez, representa a emissão galáctica medida, já que a RCFM já havia sido subtraída.

O mapa de temperatura residual corresponde aos erros associados às medidas e à componente de emissão anômala. A temperatura residual, T_{res} , é, pois, obtida da seguinte forma:

$$T_{res} = T_{GEM} - (T_s + T_{ll} + T_p) , \quad (4.4)$$

em que T_{GEM} é o mapa de temperatura do GEM e $(T_s + T_{ll} + T_p)$ é a soma dos mapas extrapolados para emissão síncrotron, livre-livre e poeira vibracional, respectivamente. Aplicamos a Equação 4.4 às regiões Tipo 1 e Tipo 2 e em cada uma das 10 regiões isoladas escolhidas.

4.1.5 Incertezas

Para o mapa do GEM, a incerteza em cada pixel é dada por:

$$\Delta T_{GEM} = \frac{T_{sis} + T_{sinal}}{\sqrt{\tau \cdot \Delta\nu \cdot n_{obs}}} , \quad (4.5)$$

em que T_{sis} é a temperatura de sistema que, pela Tabela 2.1, é igual a 55 K (para detalhes do cálculo de T_{sis} ver Kraus (1982)), T_{sinal} compreende todo o sinal que é captado pelo receptor (temperatura de brilho do céu, temperatura da atmosfera, RCFM), τ é o tempo de integração, que para o GEM é 0,56002 s, $\Delta\nu$ é a largura de banda (100 MHz) e n_{obs} é o número de observações em cada pixel.

Cada extrapolação feita dos mapas de emissão síncrotron, livre-livre e vibracional de poeira possui uma incerteza devida às incertezas na calibração do instrumento, fontes externas e internas de ruído e erros sistemáticos. Os dados do WMAP, assim como o mapa $H\alpha$ fornecem, além da temperatura de céu, a variância da medida, e a partir dela, geramos um mapa de desvio padrão (ΔT) para os valores de temperatura.

Para o mapa em 408 MHz de Haslam geramos um mapa de erro considerando que a incerteza das medidas é de 10% (Haslam et al., 1982). Para o mapa em 2,326 GHz do experimento Rhodes/HartRAO consideramos a incerteza nas medidas igual a 5% (Jonas et al., 1998) e, a partir dessa informação, modelamos um mapa de erro.

O cálculo do índice espectral para a emissão síncrotron foi feito a a partir da Equação 4.2, na qual utilizamos o mapa de Haslam em 408 MHz e o mapa para emissão síncrotron do WMAP banda K. Reescrevemos a Equação 4.2 na forma:

$$\beta_i = \frac{\ln\left(\frac{T_{2,i}}{T_{1,i}}\right)}{\ln\left(\frac{\nu_2}{\nu_1}\right)}, \quad (4.6)$$

onde substituímos as intensidades $I_{(i,0,408)}$ e $I_{(i,\nu)}$ por temperaturas $T_{1,i}$ e $T_{2,i}$ respectivamente, sendo que T_1 é a temperatura no mapa de Haslam, $\nu_1 = 0,408$, T_2 é a temperatura para o WMAP-K de emissão síncrotron e $\nu_2 = 23$. A incerteza em cada pixel, $\Delta\beta_i$, é dada por:

$$\Delta\beta_i = \sqrt{\left(\frac{\partial\beta_i}{\partial T_{1,i}}\right)^2 (\Delta T_{1,i})^2 + \left(\frac{\partial\beta_i}{\partial T_{2,i}}\right)^2 (\Delta T_{2,i})^2 + \left(\frac{\partial\beta_i}{\partial \nu_1}\right)^2 (\Delta \nu_1)^2 + \left(\frac{\partial\beta_i}{\partial \nu_2}\right)^2 (\Delta \nu_2)^2}, \quad (4.7)$$

na qual $\Delta T_{1,i}$ e $\Delta T_{2,i}$ são, respectivamente, as incertezas das medidas dos mapas de Haslam e WMAP-K em cada pixel. Os dois últimos termos dentro da raiz quadrada podem ser desprezados uma vez que a incerteza na frequência do instrumento ($\Delta\nu$) é muito pequena. Sendo assim, $\Delta\beta_i$ é dado por:

$$\Delta\beta_i = \frac{1}{\ln(\nu_2/\nu_1)} \sqrt{\frac{\Delta T_{1,i}^2}{T_{1,i}^2} + \frac{\Delta T_{2,i}^2}{T_{2,i}^2}}. \quad (4.8)$$

Aplicando essa equação a cada pixel, obtemos um mapa da incerteza do índice espectral da radiação síncrotron (Figura 4.14).

A incerteza nos mapas extrapolados de emissão síncrotron e emissão térmica de poeira é calculada de modo semelhante. Reescrevendo a Equação 4.1, e considerando T_1 a temperatura

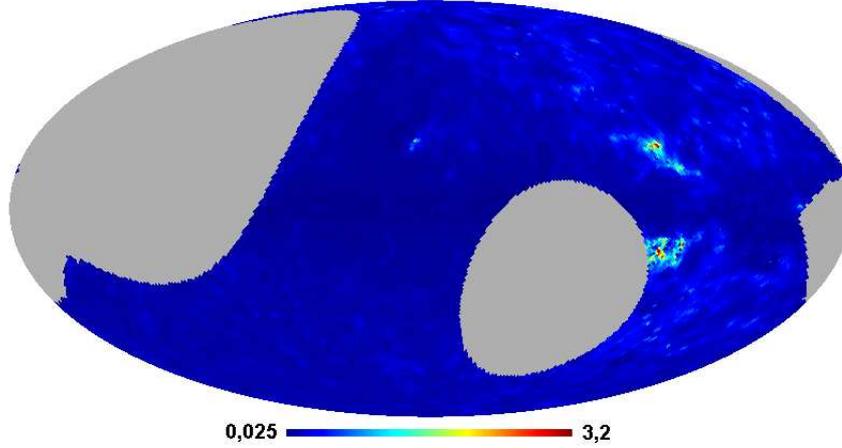


Figura 4.14: Mapa de incerteza no índice espectral β calculado entre os mapas de Haslam e WMAP-K para emissão síncrotron.

no mapa de *foreground* utilizado e, T_{ext} , a temperatura do respectivo mapa extrapolada para 2,3 GHz, temos:

$$T_{ext} = T_1 \left(\frac{\nu_2}{\nu_1} \right)^{\beta_f}, \quad (4.9)$$

na qual $\nu_2 = 2,3$ GHz, ν_1 é a frequência do mapa a ser extrapolado e β_f é o índice espectral para o mapa de *foreground* utilizado. β_f é igual a β para a emissão síncrotron ou β_p para emissão de poeira.

A incerteza nos mapas extrapolados, ΔT_{ext} , é dada por:

$$\Delta T_{ext} = \left(\frac{\nu_2}{\nu_1} \right)^{\beta_f} \sqrt{(\Delta T_1)^2 + T_1^2 \ln \left(\frac{\nu_2}{\nu_1} \right) (\Delta \beta_f)^2}. \quad (4.10)$$

A Equação 4.10 é usada para calcular a incerteza nos mapas extrapolados de Haslam e de emissão térmica de poeira WMAP-W. Em cada caso, os valores de T_1 , ΔT_1 , ν_1 e β_f são, respectivamente, temperatura, incerteza na temperatura, frequência e índice espectral referentes ao mapa utilizado. E, ainda, $\Delta \beta_f$ é substituído por $\Delta \beta$ para o mapa de emissão síncrotron e por $\Delta \beta_p$ para o mapa de emissão térmica de poeira. No cálculo da incerteza do mapa extrapolado de Haslam, os valores de $\Delta \beta$ utilizados são aqueles obtidos na Equação 4.8. No cálculo da incerteza do mapa de emissão térmica de poeira extrapolado, o valor de $\Delta \beta_p$ é o desvio padrão do mapa de β_p , fornecido pelo WMAP.

A incerteza no mapa de emissão livre-livre em 2,3 GHz foi obtida substituindo-se na

Equação 3.19 a intensidade $I_{H\alpha,i}$ pelo desvio padrão do mapa $H\alpha$ em cada pixel.

Com a incerteza calculada para as temperaturas do GEM, ΔT_{GEM} (Equação 4.5), as incertezas para os mapas extrapolados de Haslam, ΔT_{sinc} , e WMAP-W, ΔT_p (Equação 4.10), e a incerteza no mapa de emissão livre-livre, ΔT_{ll} (Equação 3.19), obtemos o mapa de erro total para a emissão residual, fazendo:

$$\Delta T_{res} = \sqrt{(\Delta T_{GEM})^2 + (\Delta T_{sinc})^2 + (\Delta T_{ll})^2 + (\Delta T_p)^2} . \quad (4.11)$$

4.2 Método dos Mínimos Quadrados

O método de mínimos quadrados (MMQ) é usado para encontrar o melhor ajuste de parâmetros a um conjunto de dados experimentais. Quando temos um conjunto de N medidas y_i e queremos relacioná-las a outros m conjuntos de dados x_i , podemos utilizar o MMQ para encontrar parâmetros α que forneçam o melhor ajuste para as medidas y_i . O resultado inicial do método é a determinação de estimadores $\hat{\alpha}$ para os parâmetros α que relacionam os pares de dados (x_i, y_i) . Nesse caso, fazemos uma correlação cruzada, na qual a correlação é a medida padronizada da relação entre duas variáveis.

Podemos aplicar o MMQ aos dados do GEM correlacionando-os aos mapas de *foreground* de modo a identificar a contribuição de cada emissão no mapa do GEM. Este método serve de comparação para os resultados obtidos com o método das médias apresentado na Seção 4.2.

Como apresentado por de Oliveira-Costa et al. (1998, 1999, 2000, 2004), podemos escrever o sinal de temperatura medido pelo GEM, y_i como sendo uma soma da contribuição das emissões galácticas, αx_{Gal} , com a componente RCFM, x_{RCFM} , e um ruído, r :

$$y_i = \alpha x_{Gal} + x_{RCFM} + r . \quad (4.12)$$

As emissões galácticas, x_{Gal} , são os mapas dos principais componentes galácticos, e correspondem a uma função linear dos m parâmetros α_j para cada componente:

$$\alpha x_{Gal} = \alpha_s x_s + \alpha_{ll} x_{ll} + \alpha_p x_p , \quad (4.13)$$

em que x_s é o mapa de emissão síncrotron, x_{ll} é o mapa de emissão livre-livre, e x_p é o mapa

de emissão térmica de poeira. Nesse caso, como temos 3 conjuntos de dados, $m = 3$.

Fazendo $\epsilon_i = x_{RCFM} + r$ e chamando de ϵ_i os erros que representam as diferenças entre os dados experimentais y_i e os valores verdadeiros, não conhecidos, para um modelo de dados experimentais dependentes linearmente dos parâmetros a serem ajustados, podemos escrever:

$$\begin{aligned} y_1 &= \alpha_s x_{1s} + \alpha_{ll} x_{1ll} + \alpha_p x_{1p} + \epsilon_1 \\ y_2 &= \alpha_s x_{2s} + \alpha_{ll} x_{2ll} + \alpha_p x_{2p} + \epsilon_2 \\ &\vdots \\ y_n &= \alpha_s x_{ns} + \alpha_{ll} x_{nll} + \alpha_p x_{np} + \epsilon_n, \end{aligned} \quad (4.14)$$

em que os α_j são valores a serem ajustados e x_{nj} , com $1 \leq j \leq m$, são as medidas dos mapas galácticos, que na aplicação desse método estatístico são considerados sem erros.

De um modo mais geral, podemos utilizar o MMQ com formalismo matricial (Helene, 2006) e para isso é necessário escrever as equações em 4.14 em forma de matrizes:

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \vdots \\ y_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{1s} & x_{1ll} & x_{1p} \\ x_{2s} & x_{2ll} & x_{2p} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ x_{ns} & x_{nll} & x_{np} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \alpha_s \\ \alpha_{ll} \\ \alpha_p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \vdots \\ \epsilon_n \end{pmatrix}. \quad (4.15)$$

A partir dessa equação consideramos y_i , α_i e ϵ_i como vetores de dados, vetor de parâmetros e vetor de erros, respectivamente. O conjunto x_i é a matriz $N \times m$ de valores de *foreground*.

Os valores para r e x_{RCFM} são vetores não correlacionados e com média zero, $\langle r \rangle = \langle x_{RCFM} \rangle = 0$, ou seja, $\langle \epsilon_i \rangle = 0$. Assim, para qualquer dos dados experimentais da Equação 4.14 temos $\langle y_i \rangle = \alpha_s x_{is} + \alpha_{ll} x_{ill} + \alpha_p x_{ip} = y_i$, onde usamos o fato que o valor esperado de uma soma é a soma dos valores esperados, e que o valor esperado de uma constante é o próprio valor da constante. Então, o valor esperado para um dado experimento é igual ao seu valor verdadeiro, $\langle y_i \rangle = y_i$. Esta propriedade é chamada de não-tendenciosidade (Helene, 2006). O valor quadrático médio dos erros é a variância do dado correspondente, $\langle \epsilon_i^2 \rangle = \sigma_i^2$. A covariância entre dois dados experimentais é a covariância dos seus erros, ou:

$$cov(y_i, y_j) = cov(\epsilon_i, \epsilon_j) = \langle \epsilon_i \epsilon_j \rangle. \quad (4.16)$$

A matriz de covariância dos dados é escrita como:

$$C \equiv \langle yy^T \rangle - \langle y \rangle \langle y^T \rangle = \langle x_{RCFM} x_{RCFM}^T \rangle + \langle rr^T \rangle = \langle \epsilon \epsilon^T \rangle , \quad (4.17)$$

em que $\langle x_{RCFM} x_{RCFM}^T \rangle$ é a matriz de covariância das medidas de RCFM e $\langle rr^T \rangle$ é a matriz de covariância do ruído e, como ϵ é um vetor coluna $n \times 1$, ϵ^T é um vetor linha $1 \times n$, logo, C é uma matriz $n \times n$ simétrica.

Para os dados do GEM, a matriz C é formada pelas variâncias das medidas, que é o quadrado dos valores encontrados para o mapa de erros do GEM, σ_{ii}^2 . Considerando que os erros não são correlacionados, a matriz C é uma matriz diagonal e pode ser escrita como $C_{ij} = \delta_{ij} \sigma_{ii}^2$, sendo δ_{ij} o delta de Dirac. A matriz inversa de C pode ser escrita como $C_{ij}^{-1} = \delta_{ij} \frac{1}{\sigma_{ii}^2}$.

4.2.1 Os Estimadores

O ajuste dos parâmetros pelo MMQ consiste em determinar os valores de α que minimizam a soma das diferenças quadráticas entre a melhor reta (para o caso de um ajuste linear) e os pontos experimentais divididas pelas respectivas variâncias (σ_{ii}^2). No formalismo matricial tal condição é escrita como:

$$\chi^2 \equiv (y - \alpha x_{Gal})^T C^{-1} (y - \alpha x_{Gal}) . \quad (4.18)$$

Os valores que minimizam χ^2 são os valores para o estimador $\hat{\alpha}$, que são obtidos resolvendo-se a equação:

$$\frac{\partial(\chi^2)}{\partial \alpha_j} \Big|_{\hat{\alpha}} = 0 . \quad (4.19)$$

Para calcular a derivada parcial, devemos reescrever a Equação 4.18:

$$\chi^2 = y^T C^{-1} y - (\alpha x)^T C^{-1} y - y^T C^{-1} (\alpha x) + (\alpha x)^T C^{-1} (\alpha x) . \quad (4.20)$$

Devemos verificar que no termo $(\alpha x)^T C^{-1} y$, α^T é um vetor $1 \times N$, x^T é uma matriz $m \times N$, C^{-1} é $N \times N$ e y é $N \times 1$. Logo, a multiplicação dessas matrizes pode ser escrita na forma de somatórios sobre os elementos da matriz:

$$(\alpha x)^T C^{-1} y = \sum_{u=1}^m \sum_{q=1}^N \sum_{p=1}^N \alpha_u^T x_{uq}^T C_{qp}^{-1} y_p . \quad (4.21)$$

O mesmo fazemos para o termo $y^T C^{-1}(\alpha x)$:

$$y^T C^{-1}(\alpha x) = \sum_{p=1}^N \sum_{q=1}^N \sum_{u=1}^m y_p^T C_{pq}^{-1} x_{qu} \alpha_u . \quad (4.22)$$

Se C é uma matriz simétrica, os dois termos são iguais, pois $C_{pq} = C_{qp}$ e a Equação 4.20 fica:

$$\chi^2 = y^T C^{-1} y - 2\alpha^T x^T C^{-1} y + \alpha^T x^T C^{-1} \alpha x . \quad (4.23)$$

Agora, derivando parcialmente χ^2 em relação a α para minimizar a soma das diferenças quadráticas, obtemos:

$$\frac{\partial(\chi^2)}{\partial\alpha} = -2x^T C^{-1} y + \frac{\partial}{\partial\alpha} (\alpha^T x^T C^{-1} \alpha x) , \quad (4.24)$$

em que a derivada parcial explicitada pode ser escrita como $\frac{\partial}{\partial\alpha} [\alpha^T \overbrace{(x^T C^{-1} x)}^S \alpha]$. Como S é uma matriz simétrica, a derivada $\frac{\partial}{\partial\alpha} (\alpha^T S \alpha) = 2S\alpha$, o que nos dá:

$$\frac{\partial(\chi^2)}{\partial\alpha} = -2x^T C^{-1} y + 2x^T C^{-1} x \alpha . \quad (4.25)$$

Igualando a zero, obtemos o valor ajustado do vetor α , $\hat{\alpha}$, dado por:

$$\hat{\alpha} = (x^T C^{-1} x)^{-1} x^T C^{-1} y , \quad (4.26)$$

que é a expressão matricial usada para encontrar os estimadores. Ou ainda, se C é diagonal, podemos escrever:

$$\hat{\alpha}_j = \frac{\sum \frac{x_i y_i}{\sigma_{ii}^2}}{\sum \frac{x_{ij} x_{ij}}{\sigma_{ii}^2}} . \quad (4.27)$$

O estimador $\hat{\alpha}_j$, como verificamos, é obtido através de um tratamento estatístico dos dados, e satisfaz as propriedades de não-tendenciosidade, consistência e mínima variância (Box et al., 1978). Essas características garantem que os resultados não sejam afetados por efeitos sistemáticos e, ainda, quanto maior o número de medidas, mais o valor da estimativa se

aproxima do valor verdadeiro. Entre todas as estimativas de parâmetros que dependem linearmente dos dados experimentais e que não sejam tendenciosas, o MMQ é o método que leva à menor variância na estimativa. Além disso, para uma quantidade grande de dados experimentais, a função densidade de probabilidade do parâmetro ajustado tende a uma gaussiana, independentemente da forma das funções densidade de probabilidade dos dados.

4.2.2 Matriz de Covariância dos Erros de $\hat{\alpha}$

A matriz de covariância dos parâmetros ajustados pode ser calculada diretamente a partir da propagação de matrizes de covariância. A equação geral matricial para propagação de erros é:

$$\Delta_{\hat{\alpha}}^2 = M C M^T, \quad (4.28)$$

onde definimos

$$M = (x^T C^{-1} x)^{-1} x^T C^{-1}, \quad (4.29)$$

e a Equação 4.26 pode ser escrita como $\hat{\alpha} = M y$. Como M é uma matriz cujos elementos são conhecidos exatamente, a matriz de covariância de $\hat{\alpha}$ deve ser calculada a partir da matriz de covariância de y . Substituindo M da Equação 4.29 em 4.28, temos:

$$\Delta_{\hat{\alpha}}^2 = [(x^T C^{-1} x)^{-1} x^T C^{-1}] \cdot C \cdot [(x^T C^{-1} x)^{-1} x^T C^{-1}]^T. \quad (4.30)$$

Como C é uma matriz simétrica, $C^T = C$. Usando a propriedade $(A \cdot B \cdot C \cdots D)^T = D^T \cdot C^T \cdot B^T \cdots A^T$ e, ainda, trocando a ordem da inversão e transposição de C , obtemos a matriz de covariância dos erros de $\hat{\alpha}$:

$$\Delta_{\hat{\alpha}}^2 = (x^T C^{-1} x)^{-1}, \quad (4.31)$$

que para C diagonal pode ser escrita como:

$$\Delta_{\hat{\alpha}_j}^2 = \frac{1}{\sum \frac{x_i x_i}{\sigma_{ii}^2}}. \quad (4.32)$$

A partir das Equações 4.26 e 4.31 utilizamos a forma matricial para avaliar todos os parâmetros simultaneamente, obtendo como resultado um vetor ($m \times 1$) para os α_j com as respectivas incertezas. Para analisar o valor encontrado para $\hat{\alpha}_j$ comparado ao seu desvio, fazemos $\hat{\alpha}_j/\sigma_{\hat{\alpha}_j}$ e quanto maior o valor do módulo dessa razão, menor é a incerteza relativa no estimador.

Podemos determinar a contribuição em temperatura de cada componente da emissão galáctica no mapa do GEM fazendo:

$$\Delta T_j = (\hat{\alpha}_j \pm \Delta_{\hat{\alpha}_j})\sigma_j , \quad (4.33)$$

em que σ_j é o desvio padrão para cada componente galáctico dada por $\sigma_j^2 = (x_j^T x_j)/N$.

Comparamos a contribuição de cada componente galáctico com o mapa do GEM fazendo $\Delta T_j/\sigma_G$, sendo que a variância para o mapa GEM é obtida da mesma forma que para os mapas de emissão galáctica: $\sigma_G^2 = (y^T y)/N$.

4.2.3 O Mapa de Emissão Residual pelo MMQ

A partir dos valores encontrados para os estimadores, podemos determinar a contribuição de cada emissão galáctica no mapa do GEM. O mapa de temperatura para emissão síncrotron é dado por:

$$T_s = \hat{\alpha}_s \cdot x_s , \quad (4.34)$$

em que x_s é o mapa de Haslam.

O mapa de temperatura livre-livre resulta de:

$$T_l = \hat{\alpha}_l \cdot x_l , \quad (4.35)$$

em que x_l é o mapa $H\alpha$.

Como o objetivo é comparar o mapa de emissão residual com a distribuição da poeira, então não devemos calcular o mapa de temperatura da emissão térmica de poeira através do estimador $\hat{\alpha}_p$. O mapa é obtido diretamente da extrapolação do mapa WMAP-W pela Equação 4.3 e, na frequência de 2,3 GHz, sua contribuição é desprezível.

O mapa de temperatura residual é então, obtido subtraindo-se do GEM (2,3 GHz) os mapas de emissão galáctica descritos acima, da seguinte forma:

$$T_{res} = T_G - T_s - T_{ll} - T_p . \quad (4.36)$$

Portanto, o mapa de temperatura residual é o mapa que utilizamos para estudar a componente de emissão anômala. Aplicamos o MMQ para obter o coeficiente de acoplamento $\hat{\alpha}_j$ entre o mapa de T_{res} e o mapa de emissão térmica de poeira da mesma forma descrita para os mapas de emissão galáctica. Determinamos, também, a contribuição ΔT do mapa de emissão residual no mapa do GEM.

Este procedimento de encontrar os estimadores $\hat{\alpha}_j$ e o mapa de temperatura residual foi aplicado nas regiões Tipo 1 e Tipo 2 definidas na Seção 4.2.1 e nas regiões isoladas da Seção 4.2.2. Determinamos separadamente para cada região os coeficientes de acoplamento entre a emissão na região escolhida e os mapas de emissão galáctica. Em seguida, determinamos os mapas das componentes galácticas (Equações 4.34, 4.35, 4.3) e os subtraímos do mapa do GEM (Equação 4.36). E, por último, correlacionamos o mapa de emissão residual com o mapa de emissão térmica de poeira, obtendo o coeficiente de acoplamento, seu desvio padrão, o valor de temperatura e a contribuição percentual em relação ao mapa GEM 2,3 GHz.

Capítulo 5

Resultados

Para os dois métodos utilizados, apresentamos neste capítulo os resultados encontrados na correlação entre os mapas e a possível identificação da emissão anômala no mapa do GEM.

5.1 Método das médias

5.1.1 Regiões Tipo 1 e Tipo 2

a) Índice Espectral

Calculamos o índice espectral para cada pixel nas regiões Tipo 1 ($T > \mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m$ nos mapas de emissão síncrotron e emissão de poeira) e Tipo 2 ($T > \mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m$ no mapa de emissão síncrotron e $T < \mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m$ no mapa de emissão de poeira) e analisamos sua distribuição. Utilizando para os valores de $I_{(i,\nu)}$ da Equação 4.2 o mapa de intensidade total WMAP-K de emissão síncrotron e o mapa de Haslam, obtemos o mapa de índice espectral da Figura 5.1, cuja gaussiana apresenta um pico em $\beta = -3,14$.

Percebemos que os valores encontrados para β estão em concordância com o apresentado na literatura, que apresentam $\beta \sim -3,0$ (Gold et al., 2008). Na Figura 5.2 vemos as variações de índice espectral nas regiões Tipo 1 e comparamos com os valores encontrados nas regiões Tipo 2 mostrados na Figura 5.3.

Podemos observar que os valores para o índice espectral estão mais suavizados nas regiões do Tipo 1, o que é esperado para regiões em que haja emissão devida a *spinning dust*. Isto ocorre devido ao espectro da emissão de poeira ter um índice positivo, enquanto o índice espectral da emissão síncrotron é negativo. Logo a presença do espectro de poeira faz com que

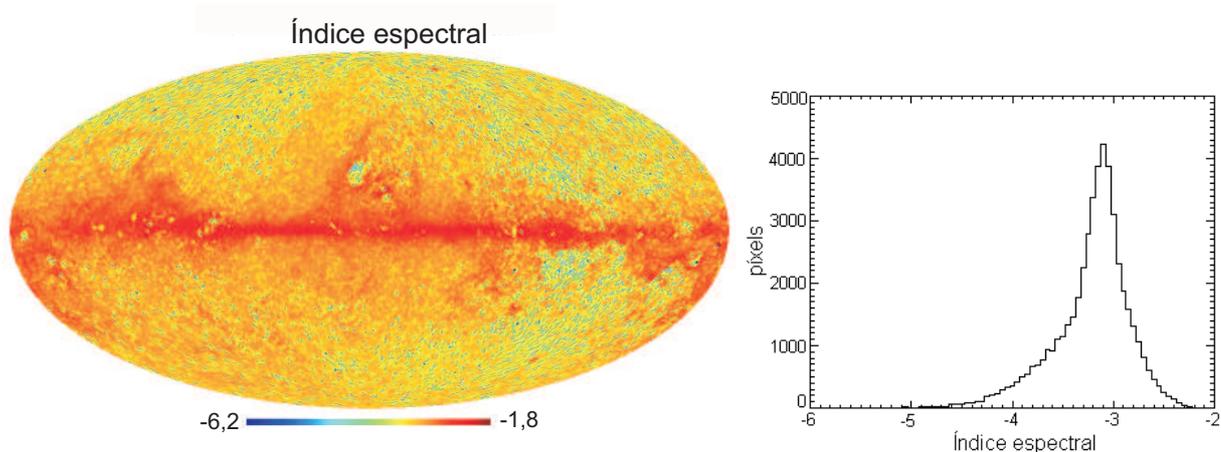


Figura 5.1: Mapa do índice espectral da emissão síncrotron calculado a partir dos mapas Haslam e WMAP-K na resolução de 1° e histograma do mesmo mapa com pico em $\beta = -3,14$.

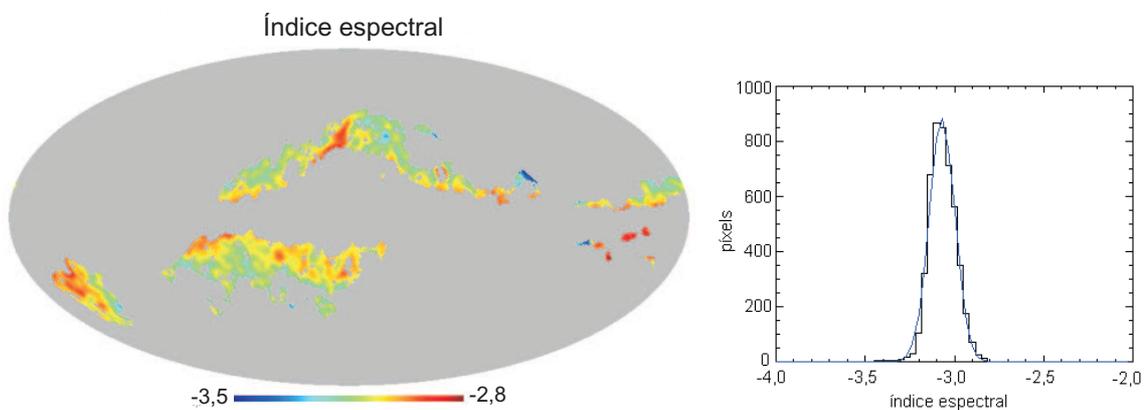


Figura 5.2: Mapa do índice espectral da emissão síncrotron calculado a partir dos mapas Haslam e WMAP-K para as regiões Tipo 1 e histograma do mesmo mapa com pico definido pela gaussiana em $\beta = -3.05$.

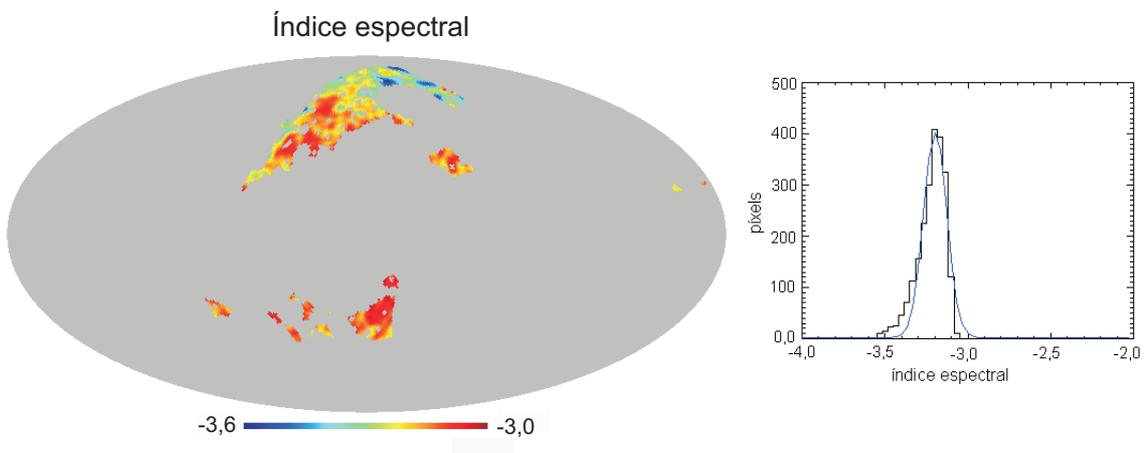


Figura 5.3: Mapa de índice espectral da emissão síncrotron calculado a partir dos mapas Haslam e WMAP-K para as regiões Tipo 2 e histograma do mesmo mapa com pico definido pela gaussiana em $\beta = -3.18$.

a inclinação do índice espectral da emissão síncrotron se torne mais suave (menos inclinada). Calculamos β através da Equação 4.6 para cada par de experimentos utilizados neste trabalho, WMAP-K (23 GHz), Rhodes/HartRAO (2,326 GHz) e GEM (2,3 GHz). Os valores para o pico de β representado pela gaussiana traçada em cada distribuição estão na Tabela 5.1, assim como os erros $\Delta\beta$ calculados pela Equação 4.8. Na coluna 1 temos os mapas de frequências utilizadas para fazer o cálculo de β da radiação síncrotron. Nas colunas 2 e 3, encontramos o pico de β para a gaussiana traçada sobre o histograma de índice espectral para as regiões Tipo 1 e Tipo 2, respectivamente. Os valores da Tabela 5.1 são mostrados nos gráficos da Figura 5.4 para comparação de β nas regiões Tipo 1 e Tipo 2. O índice espectral entre os mapas do GEM 2,3 GHz e de Jonas 2,326 GHz não foi calculado devido à proximidade da frequência de observação dos dois instrumentos. Desta forma, qualquer flutuação mínima nos dados provocaria um desvio muito grande no valor de β calculado a partir desses dois mapas.

Tabela 5.1: Índice espectral nas regiões Tipo 1 e Tipo 2

| Mapas | índice espectral β | |
|---------------------------------|--------------------------|------------------|
| | regiões Tipo 1 | regiões Tipo 2 |
| Haslam 408 MHz - WMAP 23 GHz | $-3,05 \pm 0,10$ | $-3,18 \pm 0,12$ |
| Haslam - GEM 2,3 GHz | $-2,82 \pm 0,15$ | $-2,99 \pm 0,15$ |
| WMAP 23 GHz - GEM 2300 MHz | $-3,20 \pm 0,17$ | $-3,36 \pm 0,22$ |
| Haslam 408 MHz - Jonas 2300 MHz | $-2,76 \pm 0,06$ | $-2,84 \pm 0,07$ |
| WMAP 23 GHz - Jonas 2300 MHz | $-3,28 \pm 0,13$ | $-3,42 \pm 0,11$ |

Para todas as frequências usadas no cálculo do índice espectral da emissão síncrotron, os valores de β nas regiões Tipo 1 são sempre maiores, isto é, o gráfico da emissão é menos inclinado que nas regiões Tipo 2. Este resultado é um indício de que pode haver emissão anômala por *spinning dust* suavizando o índice espectral da emissão síncrotron nos mapas do GEM, Rhodes/HartRAO e WMAP-K síncrotron. Os valores de β nas regiões Tipo 1 se apresentam cerca de 5% mais suavizados em relação às regiões Tipo 2 para os gráficos da Figura 5.4.

Verificamos ainda que os valores de β calculados entre os mapas de frequências mais baixas (Haslam e GEM ou Haslam e Jonas) são mais suaves, enquanto os valores de β calculados para um intervalo de frequências maior (calculados com o WMAP-K) apresentam maiores inclinações. Este resultado mostra que o índice espectral da emissão síncrotron torna-se mais inclinado à medida que se aumenta a frequência (Voelk, 1989).

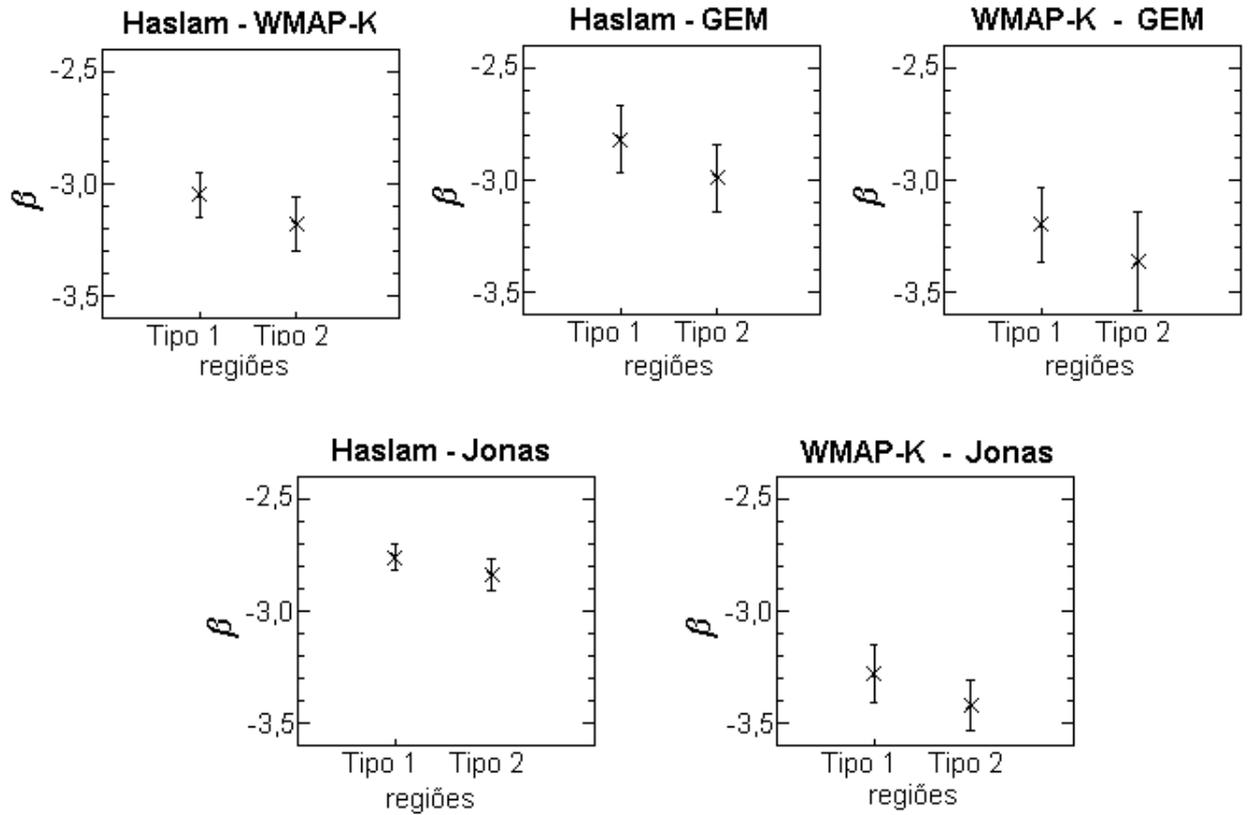


Figura 5.4: Índice espectral da emissão síncrotron calculado a partir dos pares de mapas estudados, nas regiões Tipo 1 e Tipo 2.

b) Emissão Residual

Para determinar o excesso de emissão das regiões analisadas no mapa do GEM e também no mapa de Jonas et al. (1998), extrapolamos os mapas de emissão síncrotron, livre-livre e poeira e os subtraímos da temperatura medida nos mapas em estudo, por meio da Equação 4.4. O excesso de temperatura foi calculado através de um ajuste gaussiano sobre o histograma de distribuição da temperatura residual, e os resultados encontrados podem ser vistos na Tabela 5.2. A incerteza ΔT foi calculada através da Equação 4.10.

Tabela 5.2: Temperatura residual para as regiões Tipo 1 e Tipo 2.

| Mapas | Temperatura (K) | |
|-------------------------|-----------------|-----------------|
| | regiões Tipo 1 | regiões Tipo 2 |
| GEM 2300 MHz | $0,08 \pm 0,03$ | $0,05 \pm 0,03$ |
| Rhodes/HartRAO 2326 MHz | $0,10 \pm 0,04$ | $0,10 \pm 0,03$ |

Verificamos na Tabela 5.2 que tanto no mapa do GEM 2,3 GHz quanto no mapa de

Rhodes/HartRAO, considerando-se as incertezas, a temperatura residual é indiferente ao efeito de regiões com alto ou baixo sinal de temperatura no mapa de poeira, pois a incerteza relativa é muito grande. Para uma análise mais detalhada devemos estudar regiões menos extensas.

5.1.2 Regiões isoladas

a) Índice espectral

Após analisar as regiões Tipo 1 e Tipo 2, determinamos o índice espectral de cada uma das 10 regiões isoladas escolhidas. Apresentamos as coordenadas galácticas do centro das regiões de Tipo 2 na Tabela 5.3. A localização em coordenadas galácticas do centro de cada região de Tipo 1 é identificada na Tabela 5.4. As 10 regiões podem ser vistas no mapa da Figura 5.5, que mostra o índice espectral para cada região calculado entre o GEM 2,3 GHz e o Haslam 408 MHz.

Tabela 5.3: Coordenadas galácticas para as 4 regiões isoladas do Tipo 2

| | região 1 | região 2 | região 3 | região 4 |
|---------------|----------|----------|----------|----------|
| $l(^{\circ})$ | 66,5 | 14,7 | 18,7 | 29,4 |
| $b(^{\circ})$ | -16,8 | -26,1 | 58,8 | 38,7 |

Tabela 5.4: Coordenadas galácticas para as 6 regiões isoladas de Tipo 1.

| | região 5 | região 6 | região 7 | GUM | Orion A | Ophiuchus |
|---------------|----------|----------|----------|-------|---------|-----------|
| $l(^{\circ})$ | 340,7 | 154,8 | 47,8 | 254,6 | 209,7 | 353,4 |
| $b(^{\circ})$ | 38,7 | -28,7 | 18,0 | -1,50 | -18,3 | 16,8 |

Os cálculos para o índice espectral nas regiões 1, 2, 3 e 4 para as frequências do Haslam, GEM, Jonas e WMAP-K são encontrados na Tabela 5.5, enquanto os valores de β obtidos pelo mesmo método da distribuição em gaussiana para as regiões 5, 6, 7, Gum, Orion e Ophiuchus podem ser vistos na Tabela 5.6.

Para facilitar a análise dos índices espectrais nas diferentes regiões, separamos os resultados encontrados para β para cada par de mapas das Tabelas 5.5 e 5.6 em gráficos que vão da Figura 5.6 à 5.10. Temos na Figura 5.6 os valores de β calculados entre os mapas Haslam e WMAP-K, na Figura 5.7 os valores obtidos com os mapas GEM e Haslam, na Figura 5.8 os

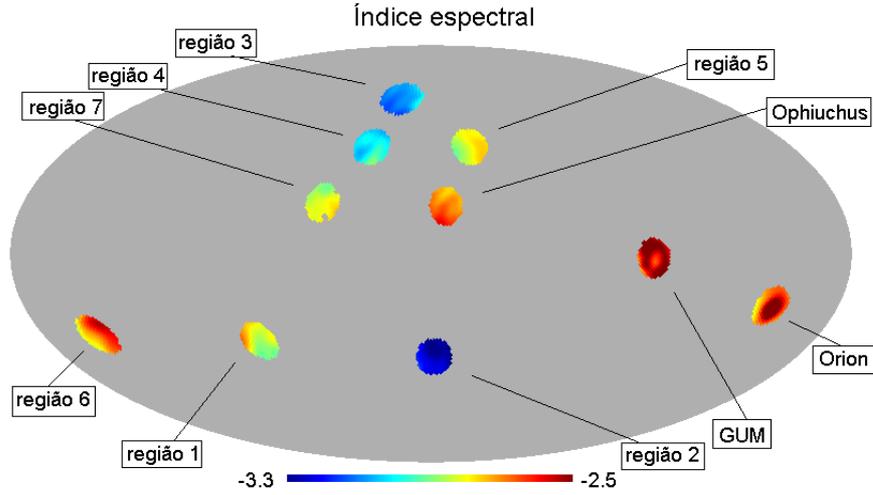


Figura 5.5: As 10 regiões: 1, 2, 3 e 4 são regiões do Tipo 2; e 5, 6, 7, Gum, Orion e Ophiuchus são regiões do Tipo 1. A escala de cores representa o índice espectral calculado a partir dos dados de Haslam (1981) e GEM 2300 MHz.

Tabela 5.5: Índice espectral para regiões isoladas de Tipo 2.

| Mapas / $\nu(GHz)$ | Região 1 | Região 2 | Região 3 | Região 4 |
|--------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| Haslam 0,408 - WMAP-K 23 | $-3,15 \pm 0,13$ | $-3,14 \pm 0,12$ | $-3,21 \pm 0,12$ | $-3,12 \pm 0,08$ |
| GEM 2,3 - Haslam 0,408 | $-2,84 \pm 0,06$ | $-3,26 \pm 0,06$ | $-3,09 \pm 0,06$ | $-3,01 \pm 0,07$ |
| WMAP-K 23 - GEM 2,3 | $-3,38 \pm 0,21$ | $-3,06 \pm 0,20$ | $-3,31 \pm 0,20$ | $-3,23 \pm 0,14$ |
| Haslam 0,408 - Jonas 2,3 | $-2,76 \pm 0,03$ | $-2,82 \pm 0,03$ | $-2,94 \pm 0,03$ | $-2,83 \pm 0,02$ |
| WMAP 23 - Jonas 2,3 | $-3,44 \pm 0,02$ | $-3,37 \pm 0,02$ | $-3,33 \pm 0,03$ | $-3,37 \pm 0,06$ |

Tabela 5.6: Índice espectral para regiões isoladas de Tipo 1.

| Mapas | Região 5 | Região 6 | Região 7 | GUM | Órion A | Ophiuchus |
|-----------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| Haslam - WMAP K | $-3,11 \pm 0,14$ | $-2,95 \pm 0,10$ | $-3,10 \pm 0,10$ | $-2,50 \pm 0,08$ | $-2,74 \pm 0,13$ | $-2,82 \pm 0,10$ |
| GEM - Haslam | $-2,80 \pm 0,07$ | $-2,67 \pm 0,06$ | $-2,82 \pm 0,06$ | $-2,52 \pm 0,07$ | $-2,51 \pm 0,07$ | $-2,70 \pm 0,06$ |
| WMAP - GEM | $-3,35 \pm 0,24$ | $-3,15 \pm 0,17$ | $-3,31 \pm 0,16$ | $-2,51 \pm 0,13$ | $-2,87 \pm 0,17$ | $-2,90 \pm 0,18$ |
| Haslam - Jonas | $-2,78 \pm 0,02$ | - | $-2,69 \pm 0,03$ | $-2,49 \pm 0,09$ | $-2,66 \pm 0,07$ | $-2,69 \pm 0,04$ |
| WMAP K - Jonas | $-3,37 \pm 0,07$ | - | $-3,42 \pm 0,02$ | $-2,53 \pm 0,07$ | $-2,80 \pm 0,03$ | $-2,89 \pm 0,03$ |

índices espectrais entre os mapas WMAP-K e GEM, na Figura 5.9 os resultados para os mapas Haslam e Jonas e, finalmente, na Figura 5.10 temos β calculado entre os mapas WMAP-K e Jonas.

Como a presença da emissão anômala está associada a regiões correlacionadas com a poeira, o índice espectral da emissão síncrotron deve ser mais suave nas regiões Tipo 1. Analisando o valor de β das 10 regiões em cada gráfico separadamente, enumeramos os resultados mais relevantes.

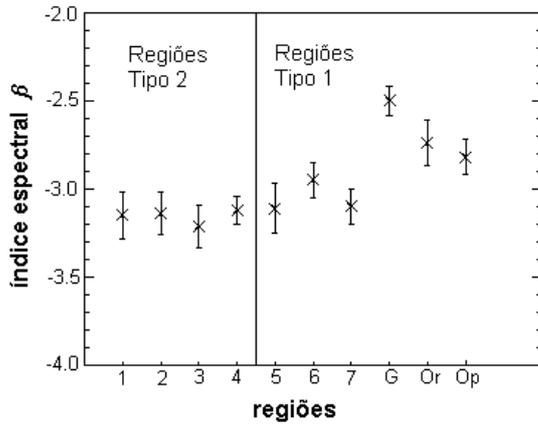


Figura 5.6: Índice espectral calculado entre Haslam (408 MHz) e WMAP-K (23 GHz) para as 10 regiões isoladas.

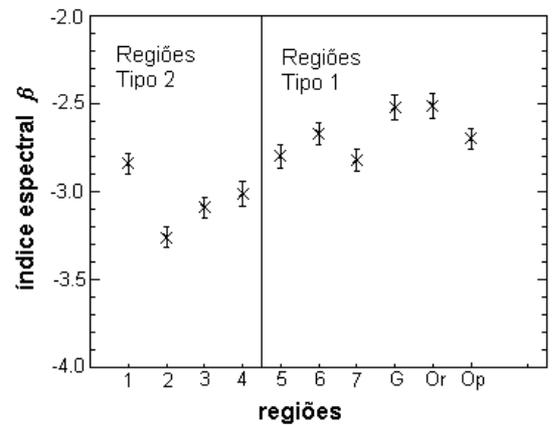


Figura 5.7: Índice espectral calculado entre GEM (2,3 GHz) e Haslam para as 10 regiões isoladas.

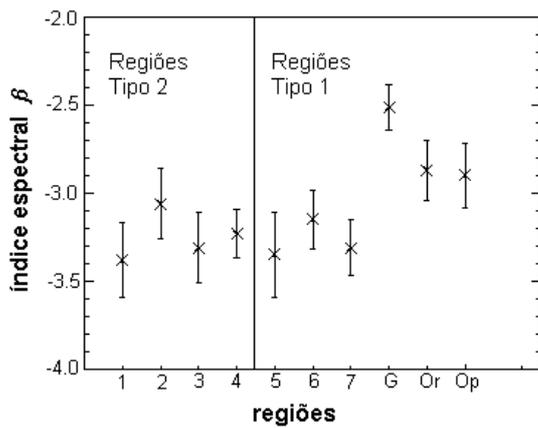


Figura 5.8: Índice espectral calculado entre GEM e WMAP - K para as 10 regiões isoladas.

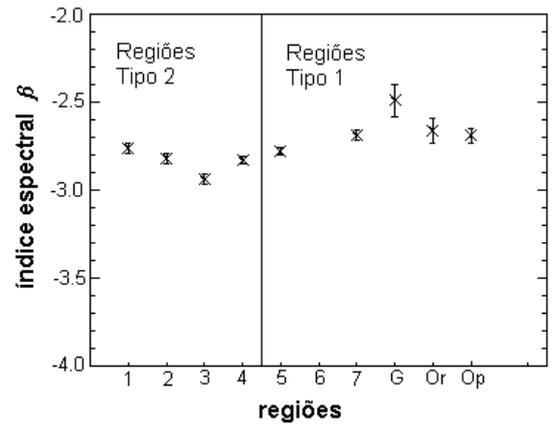


Figura 5.9: Índice espectral calculado entre Haslam e Jonas (2,326 GHz) para as 10 regiões isoladas.

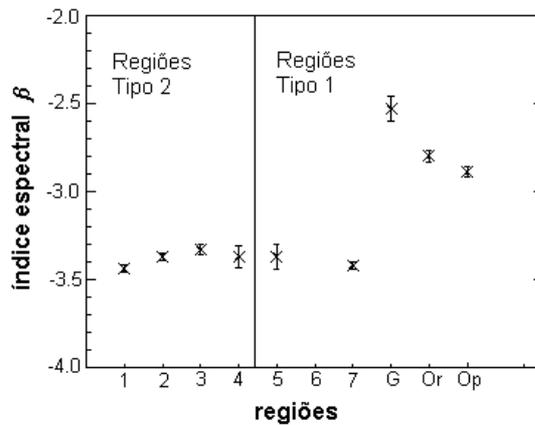


Figura 5.10: Índice espectral calculado entre WMAP-K e Jonas para as 10 regiões isoladas.

1) Na Figura 5.6, os índices espectrais das regiões Gum, Orion e Ophiuchus são mais suaves que os valores das demais regiões. As regiões de Tipo 1 apresentam valores de β maiores (mais suaves) do que os valores apresentados nas regiões de Tipo 2, das quais a região 6 é a de maior valor.

2) Para o cálculo de β entre os mapas do GEM e Haslam (Figura 5.7) observamos nitidamente que β é mais suave nas regiões de GUM, Orion e Ophiuchus novamente. Todas as regiões de Tipo 1 apresentam índices espectrais mais suaves que nas regiões de Tipo 2.

3) Na Figura 5.8, onde os cálculos de β foram feitos através dos mapas GEM e WMAP-K, as nebulosas GUM, Orion e Ophiuchus apresentam a maior suavização em relação às outras regiões. Com exceção da região 2, a região 5 de Tipo 2 apresenta um valor de β maior do que os valores para as regiões de Tipo 1. As demais regiões apresentam índices espectrais próximos.

4) GUM na Figura 5.9 tem o índice espectral mais suave das 10 regiões, seguido de Orion e da região 7. A região 6 não está no campo de observação do mapa de Jonas, e com exceção da região 1, todas as regiões de Tipo 2 têm valores de β mais suaves que aqueles das regiões de Tipo 1.

5) Nos mapas de Jonas e WMAP-K (Figura 5.10), as regiões Gum, Orion e Ophiuchus se destacam por possuírem os valores mais suaves de β em relação a todas as outras regiões. Quanto às regiões 5 e 7 de Tipo 1, os valores de β são muito próximos dos índices espectrais encontrados para as regiões de Tipo 2.

Em uma análise global das Figuras 5.6 à 5.10 podemos verificar que as regiões de Gum, Orion e Ophiuchus apresentam um índice espectral bem mais suave do que as regiões de Tipo 2. O fato dessas regiões serem ricas em emissão livre-livre indica que o valor encontrado pode estar contaminado por emissão livre-livre, o que faz com que o índice espectral fique entre os valores de β esperado para emissão síncrotron e β_{ll} para essa região. Além disso, essas regiões estão próximas do Plano Galáctico.

Através do cálculo de β entre os mapas GEM e Haslam (Figura 5.7) e GEM e WMAP-K (Figura 5.8) verificamos que a temperatura da região 2 no mapa do GEM está subestimada. Esta conclusão decorre do índice espectral estar muito inclinado quando calculado com o mapa de Haslam e muito suave quando estimado com o mapa WMAP-K. Esta região deve apresentar algum problema no mapa do GEM 2,3 GHz.

Todos esses casos reforçam a idéia de que mesmo na frequência do GEM (2,3 GHz) o

índice espectral para a emissão síncrotron, β , apresenta uma suavização nas regiões de Tipo 1 comparadas às regiões de Tipo 2. Essa suavização pode ser um indício da emissão anômala da Galáxia, sendo detectada pelo GEM, e reforça a teoria de *spinning dust*.

b) Emissão Residual

O mapa de emissão residual calculado a partir da Equação 4.4 para as 10 regiões isoladas é apresentado na Figura 5.11 e podemos analisar o excesso de emissão através do gráfico encontrado da Figura 5.12.

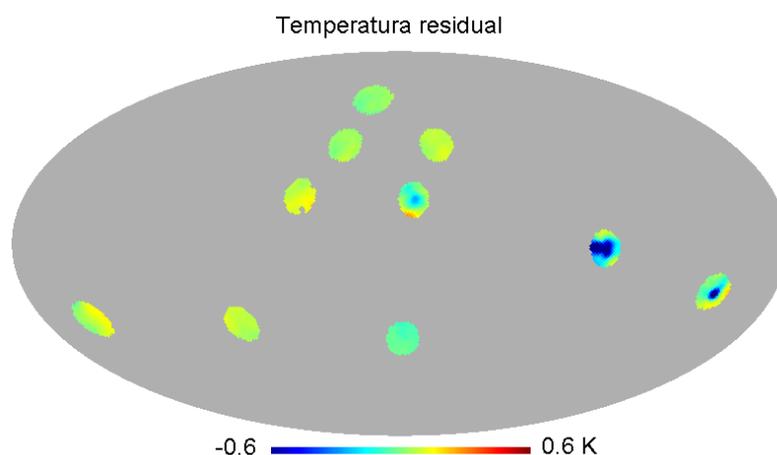


Figura 5.11: Mapa de temperatura residual para as 10 regiões isoladas.

As barras de erros são calculadas pela Equação 4.11 e cerca de 90% do seu valor se devem à incerteza no mapa de Haslam. Esse resultado pode ser obtido, verificando na Equação 4.11, a contribuição de cada fator para ΔT_{res} . Verificamos que as regiões 1, 3, 4, 5, 6 e 7 apresentam seguramente um excesso de temperatura no mapa do GEM. A região 2 e seus arredores se apresenta no mapa GEM como uma “região fria”, devido a alguma inconsistência nas medidas quando a mesma região é comparada no mapa de Rhodes/HartRAO. Tal fato pode ser responsável pela temperatura residual negativa para o mapa GEM. Percebemos que as regiões 5, 6 e 7, que são regiões escolhidas por apresentarem alta emissão síncrotron ($T > \mu_m + \frac{1}{8}\sigma_m$), alta emissão de poeira e baixa emissão livre-livre ($T < \mu_m - \frac{1}{8}\sigma_m$), apresentam os maiores valores para temperatura residual. Nessas três regiões, a média de T_{res} é de 110 mK, contra uma média de cerca de 60 mK para as regiões de Tipo 2. A região 3, que é do Tipo 2, possui um excesso de emissão menor do que as regiões 5, 6 e 7, concordando com o

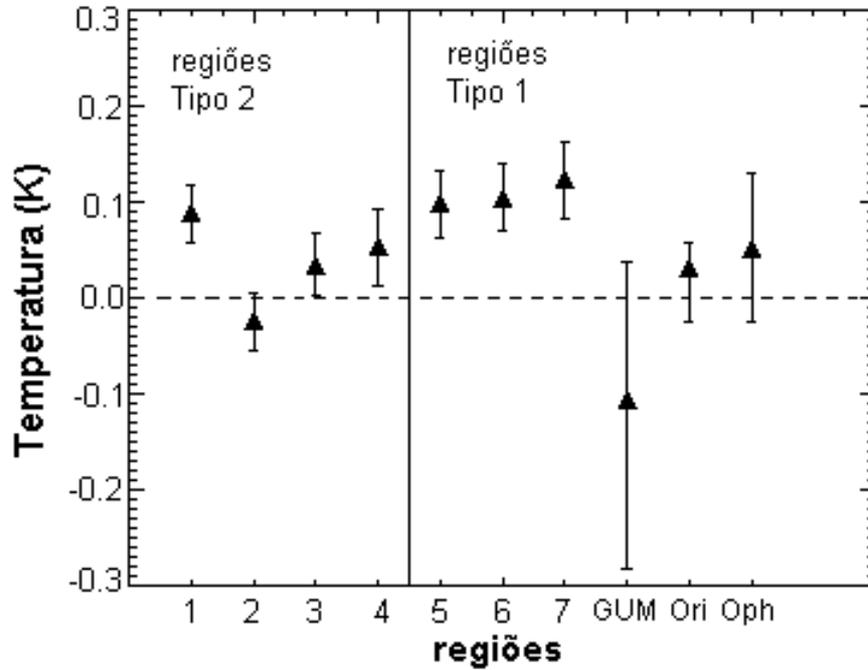


Figura 5.12: Temperatura residual, $T_{GEM} - (T_s + T_u + T_p)$.

fato de que pode haver um tipo de emissão rotacional de poeira nas regiões de alta emissão vibracional. As regiões 1 e 4 também apresentam valores de T_{res} menores que nas regiões 5, 6 e 7. No entanto, a incerteza associada nos impede de tirar conclusões acerca da natureza dessa emissão residual.

Sobre a região de Gum, como é uma região predominantemente do Plano Galáctico, a emissão difusa contribui para que a barra de erro seja maior do que nas outras regiões. As regiões de Orion e Ophiuchus, apesar de serem regiões do Tipo 1, são regiões de forte emissão livre-livre, o que contribui para uma temperatura residual um pouco menor do que nas demais regiões Tipo 1. Este resultado também se aplica a Gum.

Como forma de verificar os resultados para o excesso de emissão do GEM, realizamos os mesmos procedimentos para o mapa do experimento Rhodes/HartRAO em 2,326 GHz. Os resultados para a temperatura residual no mapa em questão podem ser vistos na Figura 5.13 sobrepostos ao excesso de emissão no mapa do GEM 2,3 GHz. Os mesmos valores para o excesso de emissão nos dois mapas são apresentados na Tabela 5.7.

O excesso de emissão no GEM está coerente com os resultados encontrados para o mapa

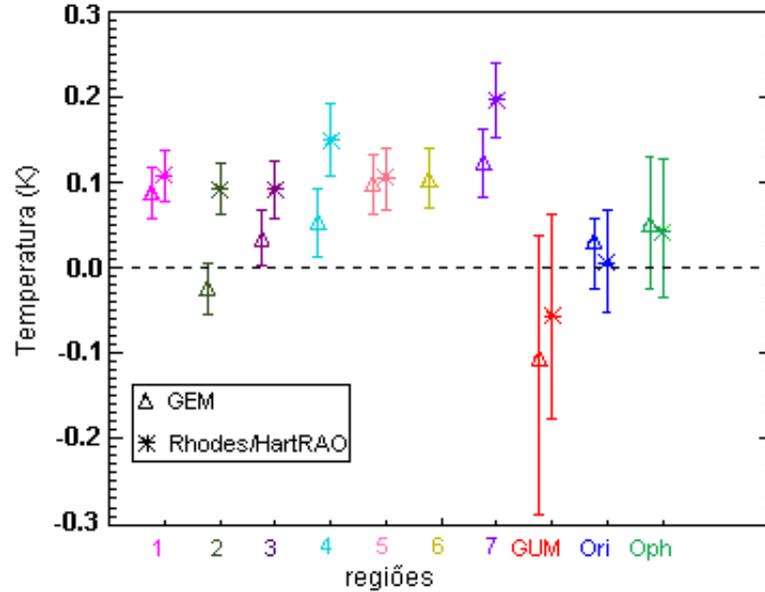


Figura 5.13: Temperatura residual para os mapas GEM e Rhodes/HartRAO.

do experimento Rhodes/HartRAO, com exceção da região 2. Esta discrepância foi discutida apresentando a região 2 como sendo uma região “fria” do GEM. As regiões 3 e 4, que se encontram no Esporão Norte, e também a região 7, apresentam uma temperatura de brilho maior no mapa do Rhodes/HartRAO, uma vez que a emissão residual para essas regiões é maior nesse mapa. A região 6 não está no campo de observação do experimento Rhodes/HartRAO, cujas medidas são de um sítio de observação na África do Sul.

As regiões 5 e 6 no mapa de Rhodes/HartRAO, regiões de Tipo 1, que apresentam baixa emissão livre-livre, mostram um excesso de emissão maior que nas demais regiões, com exceção da região 4 que apresenta um valor para T_{res} maior que o esperado.

A emissão residual encontrada nos dois mapas não pode ser inteiramente atribuída a emissão por *spinning dust*. O valor encontrado para T_{res} se deve às incertezas no método de extrapolação, aos erros de calibração e ruídos nos mapas, e apenas uma parte dela pode ser devida à emissão anômala. Cabe observar que a emissão rotacional de poeira detectada em frequências entre 10 e 30 GHz, se detectada na frequência de 2,3 GHz, espera-se que seja da ordem de μK , bem menor do que os 50 mK encontrados na diferença entre a temperatura residual média entre as regiões de Tipo 1 e Tipo 2.

É importante notar que a utilização do mapa de Haslam como modelo para *foreground* síncrotron e $H\alpha$ como modelo de emissão livre-livre não leva em consideração que ambos os

Tabela 5.7: Temperatura residual para as regiões isoladas.

| Região | T_r no GEM (K) | T_r no Rhodes/HartRAO (K) |
|-----------|-------------------------|-----------------------------|
| 1 | $0,09 \pm 0,03$ | $0,11 \pm 0,03$ |
| 2 | $-0,02 \pm 0,03$ | $0,09 \pm 0,03$ |
| 3 | $0,03 \pm 0,03$ | $0,09 \pm 0,03$ |
| 4 | $0,05 \pm 0,04$ | $0,15 \pm 0,04$ |
| 5 | $0,10^{+0,04}_{-0,03}$ | $0,11^{+0,03}_{-0,04}$ |
| 6 | $0,10^{+0,04}_{-0,03}$ | — |
| 7 | $0,12 \pm 0,04$ | $0,20 \pm 0,04$ |
| Gum | $-0,11^{+0,14}_{-0,18}$ | $-0,06^{+0,12}_{-0,11}$ |
| Orion | $0,03^{+0,03}_{-0,02}$ | $0,01 \pm 0,06$ |
| Ophiuchus | $0,05^{+0,08}_{-0,07}$ | $0,04^{+0,09}_{-0,08}$ |

mapas estão contaminados com outras emissões. A contribuição da emissão térmica de poeira, no entanto, é insignificante na frequência do GEM (2,3 GHz).

5.2 Mínimos Quadrados e Estimadores

Realizamos uma correlação entre o mapa do GEM e cada mapa de emissão galáctica em regiões escolhidas pelo grau de correlação com a emissão de poeira como visto na Seção 4.3. Com os resultados, obtivemos um mapa de emissão residual e o comparamos com o modelo de *spinning dust*.

5.2.1 Emissão Galáctica por Regiões

Para os componentes de cada *foreground*, os resultados para os coeficientes de acoplamento α_j , sua incerteza $\Delta\alpha_j$, a razão $\frac{\alpha_j}{\Delta\alpha_j}$, a contribuição de temperatura ΔT e a contribuição em porcentagem no mapa GEM $\Delta T/\sigma_G$ estão apresentados nas Tabelas de 5.8 a 5.11.

Para as regiões escolhidas através da média de temperatura, Tipo 1 (Figura 4.9) e Tipo 2 (Figura 4.13), os resultados para o MMQ estão apresentados na Tabela 5.8. Para a correlação, as fontes pontuais extragalácticas foram removidas aplicando-se a máscara Kp0. Os resultados mais relevantes estão envolvidos por um retângulo na última coluna.

O estimador para a emissão síncrotron é maior na região Tipo 1, sendo que a contribuição em temperatura síncrotron ΔT_s também é maior nessa região. Para a emissão de poeira,

o estimador é maior na região Tipo 2. Porém, como o desvio padrão no sinal do mapa de emissão de poeira σ_p , é menor nessa região, a contribuição em temperatura do mapa de poeira é praticamente a mesma em ambas as regiões. A componente livre-livre não é significativa em nenhuma das regiões. O resultado de 1% de contribuição nas regiões Tipo 1 é muito pequeno para ser considerado, e o resultado negativo nas regiões Tipo 2, deve-se ao fraco sinal de emissão livre-livre e, principalmente, à fraca correlação entre a distribuição da temperatura no mapa GEM e no mapa $H\alpha$ nessas regiões.

Tabela 5.8: Estimadores para as Regiões Tipo 1 e Tipo 2.

| regiões | <i>foreground</i> ¹ | $\hat{\alpha} \pm \Delta\hat{\alpha}$ ² | $\frac{\hat{\alpha}}{\Delta\hat{\alpha}}$ | σ_{Gal} ³ | $\Delta T(mK)$ | $\Delta T/\sigma_G(\%)$ |
|---------|--------------------------------|--|---|-----------------------------|-----------------|-------------------------|
| Tipo 1 | Síncrotron | $5,25 \pm 0,01$ | 402 | 36,1 | $189,6 \pm 0,5$ | 69,4 |
| | Livre-livre | $0,43 \pm 0,04$ | 10 | 5,8 | $2,5 \pm 0,2$ | 1,0 |
| | Poeira | 1870 ± 25 | 74 | 0,023 | $38,1 \pm 0,5$ | 14,0 |
| Tipo 2 | Síncrotron | $4,36 \pm 0,02$ | 207 | 33,3 | $145,0 \pm 0,7$ | 74,2 |
| | Livre-livre | $-34,0 \pm 0,4$ | -85 | 1,1 | $-37,8 \pm 0,4$ | -19,4 |
| | Poeira | 6618 ± 141 | 47 | 0,006 | $37,6 \pm 0,8$ | 19,2 |

¹Os mapas utilizados como modelos de *foreground* são: Haslam para a emissão síncrotron, $H\alpha$ para livre-livre e WMAP-W para emissão térmica de poeira.

² α tem unidade mK/K para o modelo de emissão síncrotron, mK/R para o modelo livre-livre e mK/mK para o mapa modelo de poeira térmica.

³ σ_{Gal} possui unidades de K para a emissão síncrotron, R para a emissão livre-livre e mK para emissão de poeira.

Para as 10 regiões isoladas da Figura 5.5 os resultados estão na Tabela 5.9. Discutiremos os resultados separadamente para cada *foreground*.

a) Emissão Síncrotron

Observando os valores dos estimadores de emissão síncrotron α_s , percebemos que o modelo de emissão síncrotron é bem correlacionado com os dados do GEM em todas as regiões, como era de se esperar. As regiões 6, 7, GUM, Orion e Ophiuchus possuem os maiores valores de α_s , e os respectivos valores de α_{ll} são os menores nessas regiões. A única exceção é a região 6, onde a correlação com a emissão livre-livre não é pequena, porém nessa região não há correlação com a poeira (ver Tabela 5.9).

Tabela 5.9: Estimadores para as regiões isoladas.

| região | <i>foreground</i> | $\hat{\alpha} \pm \Delta\hat{\alpha}^1$ | $\frac{\hat{\alpha}}{\Delta\hat{\alpha}}$ | σ_{Gal} | $\Delta T(mK)$ | $\Delta T/\sigma_G(\%)$ |
|-----------|-------------------|---|---|----------------|-------------------|-------------------------|
| 1 | Síncrotron | $4,14 \pm 0,30$ | 13,8 | 28,3 | $116,9 \pm 8,5$ | 55,3 |
| | Livre-livre | $42,6 \pm 2,9$ | 14,6 | 1,82 | $77,3 \pm 5,3$ | 36,6 |
| | Poeira | 2045 ± 744 | 2,7 | 0,009 | $17,8 \pm 8,4$ | 7,0 |
| 2 | Síncrotron | $3,54 \pm 0,11$ | 31,7 | 31,9 | $112,8 \pm 3,6$ | 99,8 |
| | Livre-livre | $-9,19 \pm 2,15$ | -4,3 | 1,04 | $-9,5 \pm 2,2$ | -8,4 |
| | Poeira | 1675 ± 410 | 4,1 | 0,006 | $9,5 \pm 2,3$ | 8,4 |
| 3 | Síncrotron | $5,46 \pm 0,12$ | 47,1 | 36,8 | $201,0 \pm 4,3$ | 115 |
| | Livre-livre | $3,33 \pm 4,45$ | 0,7 | 0,72 | $2,4 \pm 3,2$ | 1,4 |
| | Poeira | -7026 ± 1091 | -6,4 | 0,004 | $-28,8 \pm 4,5$ | -16,4 |
| 4 | Síncrotron | $4,43 \pm 0,15$ | 29,9 | 48,6 | $215,2 \pm 7,2$ | 78,8 |
| | Livre-livre | $43,9 \pm 6,1$ | 7,1 | 1,27 | $55,9 \pm 7,8$ | 20,5 |
| | Poeira | $0,4 \pm 1045,4$ | 0,0004 | 0,007 | $0,003 \pm 7,714$ | 0,0 |
| 5 | Síncrotron | $3,56 \pm 0,56$ | 6,4 | 31,9 | $113,5 \pm 17,8$ | 46,1 |
| | Livre-livre | $-5,27 \pm 3,32$ | -1,6 | 1,37 | $-7,24 \pm 4,57$ | -2,9 |
| | Poeira | 11123 ± 1393 | 8,0 | 0,012 | $138,4 \pm 17,3$ | 56,3 |
| 6 | Síncrotron | $11,5 \pm 0,2$ | 63,4 | 28,6 | $327,2 \pm 5,2$ | 116 |
| | Livre-livre | $19,3 \pm 1,6$ | 11,8 | 2,11 | $40,5 \pm 3,4$ | 14,3 |
| | Poeira | -3238 ± 164 | -19,7 | 0,028 | $-91,2 \pm 4,6$ | -32,2 |
| 7 | Síncrotron | $14,5 \pm 0,3$ | 53,0 | 28,7 | $415,8 \pm 7,8$ | 141 |
| | Livre-livre | $-30,6 \pm 7,9$ | -3,9 | 1,12 | $-34,2 \pm 8,9$ | -11,46 |
| | Poeira | -4981 ± 325 | -15,3 | 0,019 | $-97,0 \pm 6,3$ | -32,9 |
| Gum | Síncrotron | $12,3 \pm 0,2$ | 69,1 | 63,5 | $780,9 \pm 11,3$ | 101 |
| | Livre-livre | $-0,16 \pm 0,05$ | -3,3 | 103,54 | $-16,8 \pm 5,1$ | -2,2 |
| | Poeira | $66,6 \pm 36,3$ | 1,8 | 0,216 | $14,4 \pm 7,8$ | 1,9 |
| Orion | Síncrotron | $11,2 \pm 0,1$ | 89,5 | 28,7 | $322,1 \pm 3,6$ | 87,9 |
| | Livre-livre | $1,19 \pm 0,04$ | 26,8 | 84,68 | $98,3 \pm 3,7$ | 26,8 |
| | Poeira | -837 ± 56 | -14,9 | 0,072 | $-59,2 \pm 4,0$ | -16,1 |
| Ophiuchus | Síncrotron | $9,43 \pm 0,11$ | 89,3 | 54,2 | $511,3 \pm 5,7$ | 96,7 |
| | Livre-livre | $-0,09 \pm 0,12$ | -0,7 | 30,88 | $-2,6 \pm 3,7$ | 0,0 |
| | Poeira | $50,1 \pm 54,7$ | 0,9 | 0,080 | $4,0 \pm 4,4$ | 0,0 |

¹ α tem unidade mK/K para o modelo de emissão síncrotron, mK/R para o modelo livre-livre e mK/mK para o mapa modelo de emissão térmica.

As contribuições da emissão síncrotron no mapa GEM 2,3 GHz vão de 322,1 a 780,9 mK nas regiões da nebulosa de Gum, Orion e o Complexo de Ophiuchus, sendo que o maior valor ocorre em Gum, devido a sua posição no Plano Galáctico. O menor valor em flutuações de temperatura ocorre na região 2, cujo valor é 112,8 mK.

b) Emissão Livre-Livre

Para a emissão livre-livre, os estimadores das regiões 2, 5 e 7 mostram que não há correlação entre a emissão e o mapa do GEM. A emissão livre-livre é bem caracterizada no Plano Galáctico e em algumas nebulosas, tendo uma contribuição muito pequena para a emissão galáctica em latitudes altas. Para as regiões de Gum e Ophiuchus verificamos que não há correlação com a mapa do GEM 2,3 GHz. Ambas as regiões apresentam uma correlação muito forte com o mapa de emissão síncrotron, o que mascara as correlações com as outras emissões galácticas.

A contribuição da temperatura quadrática média (rms) devida à emissão livre-livre só é significativa nas regiões 1, 4, 6 e Orion, indo de 40,5 mK a 98,3 mK.

c) Emissão Térmica de Poeira

Os coeficientes de acoplamento $\hat{\alpha}_p$ mostrados na Tabela 5.9 mostram correlação com o mapa GEM nas regiões 1, 2, 5, Gum e Ophiuchus, mas apenas a região 5 apresenta uma boa correlação relativa com os dados do GEM. Essa região não é correlacionada com a emissão livre-livre, como podemos confirmar no valor negativo de $\hat{\alpha}_l$.

As flutuações em temperatura variam de 9,5 mK na região 2 até 138,4 mK na região 5. Percebemos que a emissão residual para as regiões do mapa do GEM 2,3 GHz está na ordem de mK em todas as regiões.

5.2.2 Emissão Residual

a) Emissão Residual nas regiões Tipo 1 e Tipo 2

Os estimadores $\hat{\alpha}_j$ da Tabela 5.8 foram aplicados às Equações 4.34 e 4.35 e com os resultados foi gerado o mapa de emissão residual pela Equação 4.36. Lembremos que o mapa de emissão térmica de poeira foi obtido pela extrapolação da lei de potência em ν^{β_p} , e o seu resultado, por ser da ordem de μK , não precisa ser subtraído do mapa GEM (2,3 GHz). Uma vez obtido o mapa de emissão residual, aplicamos o MMQ para encontrar o estimador entre

ele e o mapa de emissão térmica de poeira WMAP-W. Os resultados para os parâmetros encontrados para as regiões Tipo 1 (Figura 4.9) e Tipo 2 (Figura 4.13) estão na Tabela 5.10.

Tabela 5.10: Estimadores para o mapa residual nas regiões de Tipo 1 e Tipo 2.

| regiões | $\hat{\alpha}_{res} \pm \Delta\hat{\alpha}_{res}$ (mK/mK) | $\frac{\hat{\alpha}_{res}}{\Delta\hat{\alpha}_{res}}$ | ΔT_{res} (mK) | $\Delta T_{res}/\sigma_G$ (%) |
|---------|--|---|--------------------------|----------------------------------|
| Tipo 1 | 3715 ± 5 | 713 | $75,8 \pm 0,5$ | 27,7 |
| Tipo 2 | 8150 ± 30 | 273 | $46,3 \pm 0,7$ | 23,7 |

A temperatura rms da emissão residual é maior nas regiões de Tipo 1 do que nas regiões de Tipo 2, o que sugere que a emissão anômala está correlacionada com a emissão de poeira. A contribuição da temperatura relativa para o mapa do GEM também é maior na região de Tipo 1.

b) Emissão Residual nas Regiões Isoladas

Os resultados para o mapa residual do GEM nas 10 regiões isoladas apresentados na Tabela 5.11 revelam a região 5 como a mais correlacionada com a emissão térmica de poeira. Essa região, no método das médias, apresenta alta emissão síncrotron, alta emissão de poeira e fraca emissão livre-livre, o que também é confirmado na Tabela 5.9. Portanto, os dois métodos utilizados neste trabalho apresentam indícios de emissão anômala na região 5.

As emissões nas regiões 3, 6, 7 e Orion não apresentam correlação entre a emissão residual e a emissão térmica de poeira. Essas regiões apresentam um excesso de emissão, mas possivelmente sua distribuição morfológica não é bem correlacionada com a distribuição da poeira. Isto faz com que os seus coeficientes de acoplamento sejam negativos.

A técnica de correlação cruzada é mais precisa quando o número de dados é maior. Dessa forma, variações maiores em algumas das medidas não influenciarão significativamente na correlação. Devemos considerar que as regiões isoladas estudadas possuem poucos pixels, o que então, irá prejudicar a correlação. Os erros de calibração nos mapas, ruídos, outras fontes de emissão não identificadas e incertezas do próprio método contribuem para a emissão residual encontrada na região 5. Apenas parte desse valor de temperatura deverá estar correlacionada com a emissão anômala.

Tabela 5.11: Estimadores para o mapa residual do GEM 2,3 GHz.

| região | $\alpha_{res} \pm \Delta\alpha_{res}$ (mK/mK) | $\frac{\alpha_{res}}{\Delta\alpha_{res}}$ | ΔT_{res} (mK) | $\Delta T_{res}/\sigma_G$ (%) |
|-----------|--|---|--------------------------|----------------------------------|
| 1 | 2217 ± 123 | 18,0 | $19,3 \pm 1,1$ | 9,1 |
| 2 | 417 ± 75 | 5,6 | $2,4 \pm 0,4$ | 2,1 |
| 3 | -6807 ± 138 | 49,1 | $-27,9 \pm 0,6$ | -15,9 |
| 4 | 216 ± 157 | 1,4 | $1,6 \pm 1,2$ | 0,6 |
| 5 | 10764 ± 108 | 99,5 | $133,9 \pm 1,3$ | 54,4 |
| 6 | -3137 ± 23 | -139 | $-88,3 \pm 0,6$ | -31,2 |
| 7 | -6438 ± 31 | -205 | $-125,3 \pm 0,6$ | -42,6 |
| Gum | 107 ± 5 | 22,1 | $23,1 \pm 1,0$ | 3,0 |
| Orion | -751 ± 7 | 105 | $-53,1 \pm 0,5$ | -14,5 |
| Ophiuchus | $82,6 \pm 7,1$ | 11,7 | $6,7 \pm 0,6$ | 1,3 |

Os resultados para a correlação cruzada obtidos entre o mapa residual do experimento Rhodes/HartRAO e o mapa de emissão térmica de poeira estão na Tabela 5.12.

Tabela 5.12: Estimadores para o mapa residual do experimento Rhodes/HartRAO.

| região | $\alpha_{res} \pm \Delta\alpha_{res}$ (mK/mK) | $\frac{\alpha_{res}}{\Delta\alpha_{res}}$ | ΔT_{res} (mK) | $\Delta T_{res}/\sigma_G$ (%) |
|-----------|--|---|--------------------------|----------------------------------|
| 1 | 255 ± 9 | 9,2 | $20,6 \pm 2,3$ | 9,0 |
| 2 | 5630 ± 433 | 13 | $31,6 \pm 2,4$ | 13,4 |
| 3 | -11899 ± 606 | -19 | $-48,4 \pm 2,5$ | -20,9 |
| 4 | 8639 ± 423 | 20 | $63,5 \pm 3,1$ | 17,4 |
| 5 | 3059 ± 450 | 6,7 | $32,6 \pm 6,9$ | 13,6 |
| 6 | — | — | — | — |
| 7 | -3895 ± 183 | -21,3 | $-76,5 \pm 3,6$ | -18,7 |
| Gum | $-86,6 \pm 46,1$ | -1,9 | $-18,7 \pm 9,9$ | -2,2 |
| Orion | 120 ± 62 | 1,9 | $8,6 \pm 4,5$ | 2,6 |
| Ophiuchus | 251 ± 79 | 3,2 | $20,3 \pm 6,4$ | 4,1 |

Comparando as Tabelas 5.11 e 5.12 verificamos diferenças significativas apenas nas regiões 2 e 4, onde a temperatura residual correlacionada com a poeira no mapa do Rhodes/HartRAO é maior do que no mapa GEM (2,3 GHz). A região de Gum no mapa do experimento Rhodes/HartRAO não apresenta uma emissão residual, portanto não apresenta correlação na Tabela 5.12.

A região 5, que apresenta a maior temperatura de emissão residual no mapa do GEM

correlacionada com a emissão térmica de poeira, no mapa de Rhodes/HartRAO apresenta uma correlação menor, porém, significativa. As demais regiões concordam entre si nos dois experimentos, o que também é confirmado no gráfico da figura 5.13

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas Futuras

Os resultados apresentados neste trabalho são um estudo da emissão galáctica em 2,3 GHz através dos dados do experimento GEM. Um detalhamento feito para regiões separadas por alta emissão de poeira nos permitem averiguar indícios da emissão anômala da Galáxia nessa frequência. Além disso, obtivemos resultados que nos permitem avaliar os dados do mapa GEM em 2,3 GHz.

Um estudo do índice espectral β nas regiões do mapa GEM correlacionadas com regiões de alta emissão no mapa de poeira (regiões Tipo 1) revelou um valor de β mais suave do que o valor apresentado para as regiões de baixa emissão de poeira (regiões Tipo 2). Para todos os mapas estudados (WMAP-K, Haslam, Rhodes/HartRAO e GEM), os resultados para o índice espectral apresentam uma suavização de 3% a 6% das regiões Tipo 1 em relação às regiões Tipo 2. Para as regiões isoladas os valores de β também são suavizados nas regiões Tipo 1, principalmente nas regiões de GUM, Orion A e Ophiuchus, que também apresentam alta emissão livre-livre. Uma das características da emissão anômala é suavizar a inclinação do índice espectral. Como a emissão anômala deve ser uma emissão de grãos de poeira, os resultados mostrados para as regiões estudadas são um indício da emissão anômala no mapa do GEM 2,3 GHz.

Porém, a constatação de que a inclinação do índice espectral é mais suave, não é suficiente para se afirmar a existência da emissão anômala. Para isso, estudamos a emissão residual. Os resultados mostram uma temperatura residual no mapa do GEM após se subtrair as componentes galácticas síncrotron, livre-livre e emissão térmica. Nas regiões isoladas 1, 5, 6 e 7 a emissão residual é maior, seguida pelas regiões 3 e 4. As regiões 2, GUM, Orion e

Ophiuchus podem apresentar temperatura residual negativa. Este resultado concorda com a emissão anômala, que deve ser maior nas regiões de Tipo 1 (5, 6 e 7) comparado às regiões de Tipo 2 (1, 2, 3 e 4). A região 1, nesse caso apresenta um excesso de emissão de origem não correlacionada com a poeira, o que sugere um estudo mais profundo para se analisar a natureza dessa emissão. A região 2 apresenta algum tipo de erro no processo de redução dos dados do GEM, pois ela se apresenta como uma região “fria” do GEM após comparação com o mapa do experimento Rhodes/HartRAO. As regiões de intensa emissão livre-livre (GUM, Orion e Ophiuchus) apresentam uma emissão residual menor do que as demais regiões, pois são regiões difusas do plano galáctico ou próximas à ele. As diferenças entre a média de emissão residual das regiões 5, 6 e 7 comparadas às regiões 1, 2, 3 e 4 é de cerca de 50 mK. Esse valor revela, além de um excesso de emissão devido a erros de calibração ou do próprio método, uma emissão residual preferencial nas regiões de correlação com a emissão térmica de poeira provavelmente devido à emissão anômala.

Os resultados seriam mais precisos se os dados utilizados tivessem variâncias menores. Cerca de 90% das barras de erros nas temperaturas residuais são devidos às incertezas associadas ao mapa em 408 MHz de Haslam. Este fato revela a necessidade de se produzir mapas mais precisos. Como o GEM possui um receptor nessa frequência (Torres et al., 1996), mapas em 408 MHz, que poderiam ser referência da emissão síncrotron da Galáxia, podem ser produzidos pelo GEM e diminuir consideravelmente a incerteza nos resultados para a emissão residual.

Através de uma correlação cruzada entre o mapa GEM e os mapas de referência para cada emissão galáctica, Haslam, $H\alpha$ e WMAP-W, para emissão síncrotron, livre-livre e emissão térmica de poeira, respectivamente, estimamos a contribuição de cada componente no mapa GEM. A emissão residual, devida a fontes não resolvidas ou a outros processos de emissão também foi estimada no mapa em questão. Encontramos em todas as regiões estudadas, a emissão síncrotron como principal contribuinte para o mapa do GEM 2,3 GHz, o que concorda com os resultados da literatura (Bennett et al., 2003). Para a emissão livre-livre nas regiões isoladas, não obtivemos valores de correlação com significado relevante.

Dentre todas as regiões isoladas analisadas pelo Método dos Mínimos Quadrados, somente a região 5 apresenta correlação com o mapa de poeira. As regiões 6 e 7, mesmo tendo temperaturas acima da média no mapa de poeira, possivelmente apresentam uma distribuição morfológica não correlacionada com a distribuição no mapa de emissão térmica. O método

de correlação cruzada é mais eficiente se aplicado em regiões maiores, de modo a quantificar o grau de correlação entre a distribuição dos dados.

Para estudar a possível causa da emissão residual, após subtrair as emissões síncrotron, livre-livre e emissão térmica de poeira pelo método dos estimadores, obtivemos uma emissão excedente na região 5 altamente correlacionada com a poeira, que é uma possível evidência da emissão anômala. A região 5, então, é indicada tanto pela suavização no índice espectral, quanto pelo excesso de emissão nos dois métodos, a apresentar uma emissão anômala correlacionada com a poeira. Através de experimentos mais sensíveis, pesquisas sobre a emissão anômala em baixas frequências devem considerar essa região como uma importante área de estudos.

Os trabalhos já publicados mostram uma emissão anômala entre 10 e 60 GHz. Sendo sua intensidade em 2,3 GHz muito baixa, a sua detecção é limitada pela sensibilidade dos instrumentos. Portanto, 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.

A necessidade de mapas com maior sensibilidade e bem calibrados fica evidente neste trabalho, sobretudo em frequências abaixo de 10 GHz, onde estudos sobre a emissão anômala são escassos. As incertezas nos mapas utilizados não permitem obter bons resultados ao se tentar detectar emissões com o perfil da emissão anômala. É nesse intuito de produzir mapas mais precisos que o experimento GEM vêm obtendo resultados para frequências até 10 GHz.

Novos estudos para a emissão anômala podem ser realizados através da emissão residual em outros mapas com frequências até 23 GHz. Dessa forma podemos encontrar um índice espectral para a emissão anômala, que possa ser comparado com estudos realizados para frequências superiores à banda K (Hildebrandt et al., 2007; de Oliveira-Costa et al., 1999; Raljevic, 2003; Bennett et al., 2003; Gold et al., 2008).

Os novos dados do GEM de emissão polarizada em 5 GHz podem ser utilizados para estudo da emissão anômala. Através da emissão polarizada, podemos separar a emissão anômala da emissão síncrotron da Galáxia, como realizado por Miville-Deschênes et al. (2008). Com mapas de emissão síncrotron e alguns mapas de emissão polarizada, é possível obter resultados mais precisos sobre a emissão anômala, e o GEM fornece os dois mapas necessários.

Recentemente, a missão ARCADE (*Absolute Radiometer for Cosmology, Astrophysics, and Diffuse Emission*), detectou uma emissão não explicada que é significativa principalmente em frequências baixas como as do GEM. Tal emissão não é devida a nenhum dos processos galácticos estudados nesse trabalho e também não é explicada pela RCFM. Essa emissão residual é consistente com emissões extragalácticas na forma de uma lei de potência com amplitude de $1,06 \pm 0,11$ K em 1 GHz e um índice espectral de $-2,56 \pm 0,04$ (Seiffert et al., 2008). Na frequência de 2,3 GHz essa emissão é então, esperada, em 126 ± 15 mK. Nossos resultados para a emissão residual no método das médias é cerca de 110 mK nas regiões onde a emissão de poeira não é intensa (Tipo 2) e cerca de 60 mK nas regiões de intensa emissão de poeira (Tipo 1). Na correlação cruzada encontramos uma temperatura residual no mapa do GEM que varia de região para região, atingindo um máximo de ~ 133 mK. Essa emissão residual encontrada nos mapas do GEM merece um estudo mais aprofundado, para averiguações sobre uma possível identificação com a emissão detectada pelo ARCADE.

Bibliografia

- Banday, A. J.; Dickinson, C.; Davies, R. D.; Davis, R. J.; Górski, K. M. *Reappraising foreground contamination in the COBE-DMR data*, 2003, MNRAS, 345, 897.
- 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*, 2003, ApJS, 148, 97.
- Boulanger, F.; Abergel, A.; Bernard, J. P.; Cesarsky, D.; Puget, J. L.; Reach, W. T.; Rytter, C.; Cesarsky, C. J.; Sauvage, M.; Tran, D.; Vigroux, L.; Falgarone, E.; Lequeux, J.; Pérault, M.; Rouan, D. *The Nature of Small Interstellar Dust Particles*, 1998, ASPC, 132, 15.
- Box, G. E. P.; Hunter, W. G.; Hunter, J. S. *Statistics for Experimenters: An Introduction to Design, Data Analysis and Model Building*, John Wiley & Sons, 1978.
- de Oliveira-Costa, A.; Kogut, A.; Devlin, M. J.; Netterfield, C. B.; Page, L. A.; Wollack, E. *J. Galactic Microwave Emission at Degree Angular Scales*, 1997, ApJ, 482, L17.
- de Oliveira-Costa, A.; Tegmark, M.; Page, L. A.; Boughn, S. P. *Galactic Emission at 19 GHz* 1998, ApJ, 509, 9.
- de Oliveira-Costa, A.; Tegmark, M.; Page, L. A.; Boughn, S. P.; *Cross-Correlation of Tenerife Data with Galactic Templates-Evidence for Spinning Dust?* 1999, ApJ, 527, 9.
- de Oliveira-Costa, A.; Tegmark, M.; Gutierrez, C. M.; Jones, A. W.; Davies, R. D.; Lasenby, A. N.; Rebolo, R.; Watson, R. A. *Galactic Contamination in the QMAP Experiment*, 2000, ApJ, 542, 5.

- de Oliveira-Costa, A.; Tegmark, M.; Finkbeiner, D. P.; Davies, R. D.; Gutiérrez, C. M.; Haffner, L. M.; Jones, A. W.; Lasenby, A. N.; Rebolo, R.; Reynolds, R. J.; Tufte, S. L.; Watson, R. A. *A New Spin on Galactic Dust*, 2002, ApJ, 567, 363.
- de Oliveira-Costa, A.; Tegmark, M.; Davies, R. D.; Gutiérrez, C. M.; Lasenby, A. N.; Rebolo, R.; Watson, R. A.; *The Quest for Microwave Foreground X* 2004, 606, L89.
- Dennison, B.; Simonetti, J. H.; Topasna, G. A.; *An imaging survey of northern galactic H-alpha emission with arcminute resolution*, 1998, ASA, 15, 147.
- Dickinson, C. Davies, R. D.; Davis, R. J. *Towards a free-free template for CMB foregrounds*, 2003, MNRAS, 341, 369.
- Dobler, G.; Finkbeiner, Douglas P. *Identification of Spinning Dust in H α -Correlated Microwave Emission*, 2008, ApJ, 680, 1235.
- Draine, B. T. *Interstellar Dust Grains*, 2003, A&A, 41, 241.
- Draine, B. T.; Lazarian, A. *Diffuse Galactic Emission from Spinning Dust Grains*, 1998a, ApJ, 494, 19.
- Draine, B. T.; Lazarian, A. *Electric Dipole radiation from Spinning Dust Grains*, 1998b, ApJ, 508, 157.
- Draine, B. T.; Lazarian, A. *Microwave Emission from Galactic Dust Grains*, 1999a, ASPC, 181, 133.
- Draine, B. T.; Lazarian, A. *Magnetic dipole microwave emission from dust grains*, 1999b, ApJ, 512, 740.
- Finkbeiner, D. P. *A Full-Sky H-alpha Template for Microwave Foreground Prediction*, 2003, ApJS 146, 407.
- Finkbeiner, D. P. *Microwave Interstellar Medium Emission Observed by the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, 2004, ApJ, 614, 186.
- Finkbeiner, D. P.; Schlegel, D. J. *Interstellar Dust Emission as a CMB Foreground*, 1999, ASPC, 181, 101.

- Gaustad, J. E.; McCullough, P. R.; Rosing, W.; Van Buren, D. *A Robotic Wide-Angle H α Survey of the Southern Sky*, 2001, ASP, 113, 1326.
- Gold, B.; Bennett, C. L.; Hill, R. S.; Hinshaw, G.; Odegard, N.; Page, L.; Spergel, D. N.; Weiland, J. L.; Dunkley, J.; Halpern, M.; Jarosik, N.; Kogut, A.; Komatsu, E.; Larson, D.; Meyer, S. S.; Nolta, M. R.; Wollack, E.; Wright E. L. *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Galactic Foreground Emission*, eprint arXiv0803.0715G, 2008.
- Górski, K. M.; Hivon, E.; Banday, A. J.; Wandelt, B. D.; Hansen, F. K.; Reinecke, M.; Bartelmann, M. *HEALPix: A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of data distributed on the Sphere*, 2005, ApJ, 622, 759.
- 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*, 1982, A&AS, 47, 1.
- Hauser, M. G.; Arendt, R. G.; Kelsall, T.; Dwek, E.; Odegard, N.; Weiland, J. L.; Freudenreich, H. T.; Reach, W. T.; Silverberg, R. F.; Moseley, S. H.; Pei, Y. C.; Lubin, P.; Mather, J. C.; Shafer, R. A.; Smoot, G. F.; Wriss, R.; Wilkinson, D. T.; Wright, E. L. *The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. I. Limits and Detections*, 1998, ApJ, 508, 25.
- Helene, O. *Método dos Mínimos Quadrados com Formalismo Matricial*, Editora Livraria da Física, 2006.
- Hildebrandt, S., R.; Rebolo, R.; Rubiño-Martín, J. A.; Watson, R., A.; Gutiérrez, C., M.; Hoyland, R., J.; Battistelli, E., S. *COSMOSOMAS Observations of the CMB and Galactic Foregrounds at 11 GHz: Evidence for anomalous microwave emission at high Galactic Latitude.*, 2007, MNRAS, 382, 594.
- 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*, 2007, ApJS, 170, 288.

- Jonas, Justin. L.; Baart, Eddie. E.; Nicolson, George D. *The Rhodes/HartRAO 2326-MHz radio continuum survey*, 1998, MNRAS, 297, 977.
- Kogut, A.; Banday, A. J.; Bennett, C. L.; Gorski, K. M.; Hinshaw, G.; Reach, W. T. *High-Latitude Galactic Emission in the COBE Differential Microwave Radiometer 2 Year Sky Maps*, 1996, ApJ, 460, 1.
- Kraus, J., *Radio Astronomy*, McGraw-Hill, 1982.
- Lagache, G. *The large-scale anomalous microwave emission revisited by WMAP*, 2003, A&A, 405, 813.
- Lazarian, A. *Grain Alignment and CMB Polarization Studies*, eprint arxiv: 0811.1020, 2008a.
- Lazarian A. *Grain Alignment by Radiative Torques*, eprint arXiv:0812.0816v1, 2008b.
- Leitch, E. M.; Readhead, A. C. S.; Pearson, T. J.; Myers S. T. *An Anomalous Component of Galactic Emission*, 1997, ApJ, 486, 23.
- Longair, M. S. *High Energy Astrophysics*, Cambridge University, 2^a edição, 1992.
- Mather, J. C.; Fixsen, D. J.; Shafer, R. A.; Mosier, C.; Wilkinson, D. T. *Calibrator Design for the COBE Far-Infrared Absolute Spectrophotometer (FIRAS)*, 1999, ApJ, 512, 511.
- Mathis, J. S.; Rumpl, W.; Nordsieck, K. H. *The size distribution of interstellar grains*, 1977, ApJ, 217, 425.
- Miville-Deschênes, M.-A.; Ysard, N.; Lavabre, A.; Ponthieu, N.; Macías-Pérez, J. F.; Aumont, J.; Bernard, J. P. *Separation of anomalous and synchrotron emissions using WMAP polarization data*, 2008, A&A, 490, 1093.
- Raljevic, M. *Estudo da Emissão Galáctica em 30 e 41,5 GHz*, Dissertação de mestrado, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, Brasil, 2003.
- 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)*, 2002, ASPC, 282, 31.
- Rybicki, G. B.; Lightman, A. P. *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley, 1985.

- 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*, 1998, ApJ, 500, 525.
- Schwartz, P. R., *The spectral dependence of dust emissivity at millimeter wavelengths*, 1982, ApJ, 252, 589.
- Seiffert, M.; Fixsen, D. J.; Kogut, A.; Levin, S. M.; Limon, M.; Lubin, P. M.; Mirel, P.; Singal, J.; Villela, T.; Wollack, E.; Wuensche, C. A. *Interpretation of the Extragalactic Radio Background*, 2008, eprint arxiv: 0901.0559, 2008.
- Smoot, G. F. *CMB Synchrotron Foreground*, 1999, ASPC, 181, 61.
- Tello, C. *Um experimento para medir o brilho total do céu em baixas frequências*, Tese de doutorado, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, Brasil, 1997.
- Tello C.; Vilela, T.; Smoot, G. F.; Torres, S.; Bersanelli, M. *A New Radio Continuum Survey of the Sky at 1465 MHz between declinations -52° and $+68^\circ$* , IAUS, 2005, 201, 138.
- 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*, eprint arXiv:0712.3141, 2008.
- Torres, S.; Cañon, V.; Casas, R.; Umaña, A.; Tello, C.; Villela, T.; Bersanelli, M.; Bensadoun, M.; de Amici, G.; Limon, M.; Smoot, G.; Witebsky, C. *The GEM project: An international collaboration to survey galactic radiation emission*, 1996, ApJSS, 240, 225.
- Vaillancourt, J. E. *Polarized Emission from Interstellar Dust*, 2007, EAS, 23, 147.
- Voelk, H. J. *The correlation between radio and far-infrared emission for disk galaxies - A calorimeter*, 1989, A&A, 218, 67.