



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**OBSERVAÇÕES DE POLARIZAÇÃO DA RADIAÇÃO  
CÓSMICA DE FUNDO EM MICROONDAS: LIMITE EM 42  
GHz**

Rodrigo Leonardi

Tese de Doutorado em Astrofísica orientada pelo Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza e pelo Dr. Thyrso Villela Neto.

INPE

São José dos Campos

2006



## AGRADECIMENTOS

Aos orientadores Carlos Alexandre Wuensche e Thyrso Villela;

aos doutores Alan Levy, Philip Lubin e Peter Meinhold;

aos pesquisadores da Divisão de Astrofísica do INPE, Odylio Aguiar, José Carlos de Araújo, Avelino Balboa, João Braga, Hugo Capelato, Deonísio Cieslinski, Flávio D'Amico, Francisco Jablonski, Udaya Jayanthi, André Milone, Cláudia Rodrigues, José Williams Vilas Boas e Ana Maria Zodi;

aos pesquisadores do CRAAM/Mackenzie, Luiz Cláudio Botti e Joaquim Costa;

aos pesquisadores Julian Borrill, Chris Cantalupo, Eric Hivon, Charles Lawrence e Radek Stompor;

aos professores José Leonardo Ferreira, Newton Figueiredo, Guy Grebot, Maria Emília Guimarães e Agenor Pina;

aos colegas Ana Paula Andrade, Armando Bernui, Cláudio Castro, César Costa, Mirko Ergueta, Ivan Ferreira, Sérgio Furtado, Artur Justiniano, Miikka Kangas, Cristiane Loesch, Paulo Afrânio Lopes, Felipe Madsen, Márcio Malacarne, Josh Marvil, Jorge Mejía, José Melo, Márcia Oliveira, Marcos Okada, Luiz Reitano, Cristiano da Rocha, Antônio Rosal, Caius Selhorst, Ronaldo Silva, Mauro Prado, Nate Stebor, Kenny Talavera, Ricardo Varela, Maurício Vinasco e Brian Williams;

à CAPES, INPE, NASA, NERSC, UCSB e WMRS;

aos meus pais Nena e Victor Leonardi;

à Fórmula kart da DAS

agradece

Rodrigo Leonardi.



## RESUMO

Medir e mapear polarização da Radiação Cósmica de Fundo em Microondas (RCFM) é um atual e promissor tópico em cosmologia. Este trabalho apresenta observações de polarização da RCFM em uma região do céu de 5,5 graus quadrados, centrada no Pólo Norte Celeste. As observações foram realizadas em 2004 com um instrumento constituído por um telescópio do tipo gregoriano *off-axis* e dois polarímetros de pseudo-correlação em 42 GHz e 90 GHz. O instrumento foi instalado a 3880 m de altitude em um sítio astronômico na Califórnia, EUA. Em adição às observações de polarização do céu, um estudo das condições e características deste sítio para astronomia em microondas foi realizado com uma estação meteorológica e um radiômetro em 225 GHz. Esse estudo permitiu estimar a opacidade e transmissão atmosférica em microondas no referido sítio. Em 225 GHz, a opacidade mediana medida foi de 0,11, o que corresponde a uma transmissão de 89,6%. Durante a campanha de observação, foram coletadas 2169 horas de dados brutos com cada polarímetro, incluindo-se observações para caracterização do instrumento e da polarização da RCFM. Um procedimento para tratamento dos dados coletados foi elaborado visando caracterizar o instrumento, produzir mapas do céu e investigar os espectros de potência angular da RCFM. Foi obtido um limite superior de  $14 \mu\text{K}$  (nível de confiança de 95%) no intervalo de multipolos  $170 < \ell < 240$  do espectro de potência angular  $EE$ . O limite superior obtido é consistente com a previsão para o espectro de potência angular  $EE$  do modelo cosmológico padrão baseado em matéria escura fria com constante cosmológica.



# OBSERVATIONS OF THE COSMIC MICROWAVE BACKGROUND POLARIZATION: LIMIT AT 42 GHz

## ABSTRACT

Cosmic Microwave Background (CMB) polarization is an important current topic in cosmology. This work presents measurements of CMB polarization in a  $5.5 \text{ deg}^2$  sky region centered at the North Celestial Pole. The observations were carried out with an off-axis Gregorian ground-based microwave telescope and receiver system consisting of two pseudo-correlation polarimeters at 42 GHz and 90 GHz. The instrument was installed at an altitude of 3880 m in an astronomical site in California, USA. In addition to sky polarization observations, the site characteristics for microwave astronomy were determined using a weather station and a 225 GHz radiometer. These procedures allowed microwave opacity and transmission to be estimated from local measurements. A median opacity at 225 GHz of 0.11 was measured, which corresponds to a transmission of 89.6%. The instrument collected 2169 hours of data for each polarimeter. A pipeline was implemented to allow instrument characterization, sky maps production, and angular power spectrum analysis. An upper limit of  $14 \mu\text{K}$  (95% confidence level) on the angular power spectrum  $EE$  in the range  $170 < \ell < 240$  was obtained. This upper limit is consistent with  $EE$  polarization prediction from standard Lambda-Cold Dark Matter cosmological model.



# SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>LISTA DE FIGURAS</b>	<b>13</b>
<b>LISTA DE TABELAS</b>	<b>17</b>
<b>CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO</b>	<b>19</b>
<b>CAPÍTULO 2 – POLARIZAÇÃO DA RCFM</b>	<b>27</b>
2.1. Polarização e parâmetros de Stokes . . . . .	27
2.2. Polarização por espalhamento Thomson . . . . .	29
2.3. Campos $T$ , $E$ e $B$ . . . . .	32
2.4. Medidas de polarização da RCFM . . . . .	36
2.5. Discussão . . . . .	36
<b>CAPÍTULO 3 – INSTRUMENTAÇÃO</b>	<b>41</b>
3.1. Telescópio . . . . .	41
3.2. Sistema de detecção . . . . .	42
3.3. Cornetas . . . . .	43
3.4. Sistema de refrigeração . . . . .	43
3.5. Calibrador automático . . . . .	44
3.6. Cúpula . . . . .	44
3.7. Sistema de controle e comunicação . . . . .	45
3.8. Discussão . . . . .	45
<b>CAPÍTULO 4 – SÍTIO ASTRONÔMICO</b>	<b>57</b>
4.1. O sítio astronômico WMRS . . . . .	57
4.2. Temperatura em WMRS . . . . .	57
4.3. Velocidade do vento em WMRS . . . . .	58
4.4. Insolação em WMRS . . . . .	58
4.5. Nuvens em WMRS . . . . .	58
4.6. Temperatura do céu em microndas em WMRS . . . . .	59
4.7. Modelo de emissão atmosférica em microondas . . . . .	60
4.8. Opacidade atmosférica em 225 GHz em WMRS . . . . .	60
4.9. Precipitação de água em WMRS . . . . .	61
4.9.1. Uso do radiômetro NRAO na estimativa da precipitação de água . . . . .	61

4.9.2. Uso de estação meteorológica na estimativa da precipitação de água . . . .	61
4.9.3. Comparação entre dois métodos para estimativa da precipitação de água .	62
4.10. Previsão de transmissão atmosférica em WMRS . . . . .	62
4.11. Discussão . . . . .	63
<b>CAPÍTULO 5 – AQUISIÇÃO E ANÁLISE DE DADOS</b>	<b>79</b>
5.1. Aquisição de dados . . . . .	79
5.2. Descrição dos dados . . . . .	80
5.3. Seleção de dados . . . . .	80
5.4. Estratégia de varredura . . . . .	81
5.5. Apontamento . . . . .	82
5.6. Calibração . . . . .	84
5.6.1. Calibração manual . . . . .	84
5.6.2. Calibração automática . . . . .	85
5.7. Feixe principal . . . . .	86
5.8. Temperatura de ruído do sistema . . . . .	89
5.9. Espectro de potência e função temporal de autocorrelação . . . . .	89
5.10. Sensibilidade e largura efetiva de banda . . . . .	90
5.11. Sinal sincronizado com a varredura . . . . .	90
5.12. Processamento de dados . . . . .	91
5.13. Redução de dados . . . . .	92
5.14. Discussão . . . . .	93
<b>CAPÍTULO 6 – RESULTADOS</b>	<b>109</b>
6.1. Produção de mapas . . . . .	109
6.2. Testes de significância . . . . .	110
6.2.1. Mapas na banda Q . . . . .	110
6.2.2. Mapas na banda W . . . . .	112
6.2.3. Comparação entre os mapas do WMPol e WMAP . . . . .	112
6.3. Função janela do espectro de potência angular $EE$ . . . . .	113
6.4. Limite superior no espectro de potência angular $EE$ . . . . .	114
6.5. Erros sistemáticos e problemas observacionais . . . . .	114
6.6. Discussão . . . . .	117
<b>CAPÍTULO 7 – CONCLUSÃO</b>	<b>133</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>137</b>
<b>APÊNDICE A – FUNÇÕES SPIN-S</b>	<b>149</b>

APÊNDICE B – MEDIDAS RADIOMÉTRICAS PARA CÁLCULO DE OPACIDADE	151
APÊNDICE C – ESTIMATIVA DA EMISSÃO POLARIZADA DE TAU A	153



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Polarização gerada por espalhamento Thomson . . . . .	37
2.2 Padrões de polarização associados aos campos $E$ e $B$ . . . . .	38
2.3 Limites superiores e detecções de polarização da RCFM . . . . .	39
3.1 Óptica do WMPol . . . . .	48
3.2 Vista lateral do WMPol . . . . .	49
3.3 Vista frontal do WMPol . . . . .	50
3.4 Sistema de detecção do WMPol . . . . .	51
3.5 Modelo do feixe do WMPol . . . . .	52
3.6 <i>Dewar</i> do WMPol . . . . .	53
3.7 Calibrador automático . . . . .	54
3.8 Cúpula do WMPol . . . . .	55
3.9 Posicionamento do WMPol na cúpula . . . . .	56
4.1 Temperatura em WMRS . . . . .	65
4.2 Histograma acumulado da velocidade do vento em WMRS . . . . .	66
4.3 Insolação em dia claro e parcialmente nublado . . . . .	67
4.4 Insolação em WMRS . . . . .	68
4.5 Histograma acumulado da insolação em WMRS . . . . .	69
4.6 Dia “claro” em WMRS . . . . .	70
4.7 Dia “pouco nublado” em WMRS . . . . .	71

4.8	Dia “muito nublado” em WMRS . . . . .	72
4.9	Dia “nublado” em WMRS . . . . .	73
4.10	Correlação entre sinal e presença de nuvens . . . . .	74
4.11	Varredura do céu em elevação . . . . .	75
4.12	Modelo da emissão atmosférica . . . . .	76
4.13	Opacidade atmosférica em 225 GHz em WMRS . . . . .	77
4.14	Previsão de transmissão atmosférica em microondas em WMRS . . . . .	78
5.1	Série temporal de dados . . . . .	94
5.2	Exemplo de dados rejeitados . . . . .	95
5.3	Vega . . . . .	96
5.4	Exemplo de observação da Lua . . . . .	97
5.5	Linha de visada do feixe principal no referencial da câmera CCD. . . . .	98
5.6	Calibração automática . . . . .	99
5.7	Histograma de medidas do calibrador automático . . . . .	100
5.8	Tau A . . . . .	101
5.9	Determinação de feixe . . . . .	102
5.10	Lua . . . . .	103
5.11	Sinal sincronizado com a varredura . . . . .	104
5.12	Redução de dados . . . . .	105
5.13	Espectro de potência . . . . .	106
5.14	Histogramas da distribuição de sinal . . . . .	107
5.15	Autocorrelação temporal . . . . .	108

6.1	Mapa na banda Q . . . . .	121
6.2	Erro por pixel na banda Q . . . . .	122
6.3	Estimativa de ruído na banda Q . . . . .	123
6.4	Mapa na banda W . . . . .	124
6.5	Erro por pixel na banda W . . . . .	125
6.6	Estimativa de ruído na banda W . . . . .	126
6.7	Mapa na banda Q . . . . .	127
6.8	Mapa do WMAP na banda Q . . . . .	128
6.9	Mapa do WMAP na banda W . . . . .	129
6.10	Função janela . . . . .	130
6.11	Limite superior no espectro de potência angular $EE$ . . . . .	131



## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Principais características da óptica do WMPol. . . . .	46
3.2 Principais características das cornetas corrugadas. . . . .	46
3.3 Comparação entre o WMPol e outros experimentos em solo para detecção de polarização da RCFM. Adaptada de Oliveira-Costa (2005). . . . .	47
4.1 Percentagem por categoria das imagens ópticas diurnas no período de outubro de 2003 a novembro de 2004. . . . .	59
4.2 Temperatura do céu em WMRS nas bandas Q e W. . . . .	63
4.3 Quartis para opacidade atmosférica em 225 GHz para WMRS e outros sítios astronômicos. . . . .	64
4.4 Previsão de opacidade atmosférica e temperatura do céu para diversas bandas do espectro em microondas. . . . .	64
5.1 Calibrações manuais dos polarímetros do WMPol. . . . .	93
6.1 Principais parâmetros de alguns dos mapas produzidos na banda Q e calibrados automaticamente. Para cada mapa, mostra-se tempo de integração $t$ , área do céu mapeada $A$ , número de pixels no mapa $N_p$ , média no mapa de sinal $S$ , média no mapa de ruído $R$ , erro por pixel $E_S$ e $E_R$ do mapa de sinal e do mapa de ruído, $\chi^2$ do mapa de sinal e mapa de ruído, probabilidade $P$ de se obter $\chi^2 < x$ . . . . .	118
6.2 Principais parâmetros do mapa produzido na banda W utilizando dados adquiridos durante a noite e calibrados automaticamente. . . . .	119
6.3 Comparação entre as características básicas do instrumento WMPol e a de um radiômetro típico do WMAP. . . . .	119

6.4	Principais parâmetros dos mapas do WMAP na região do céu observada pelo WMPol. . . . .	119
6.5	Comparação entre os resultados de experimentos recentes de polarização da RCFM. . . . .	120

# CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

O modelo cosmológico padrão (MCP) baseia-se no princípio cosmológico, a hipótese simplificadora segundo a qual o Universo é isotrópico e homogêneo em grande escala, e.g. Freedman e Turner (2003). *Surveys* de galáxias sugerem que essa hipótese seja válida em escalas  $\gtrsim 100h^{-1}$  Mpc e em escalas angulares  $\gtrsim 10'$ . A isotropia na distribuição angular de temperatura da RCFM reforça ainda mais a validade do princípio cosmológico. Outras observações, tais como isotropia na distribuição de GRBs<sup>1</sup> e de hidrogênio neutro também suportam a validade desse princípio. A esse panorama, devem-se adicionar observações recentes de supernovas distantes, que sugerem que o Universo está em expansão acelerada, e a abundância de elementos leves, que está em bom acordo com a prevista por modelos teóricos de nucleossíntese primordial. Quando todos esses dados disponíveis são considerados, surge um modelo de Universo, razoavelmente consistente, segundo o qual o Universo é plano, surgiu há cerca de 14 bilhões de anos, contém  $\sim 4\%$  de matéria bariônica,  $\sim 23\%$  de matéria escura (de natureza desconhecida) e  $\sim 73\%$  de energia escura (responsável pela aceleração do Universo e também de natureza desconhecida).

No MCP, a origem do Universo ocorreu há cerca de 14 bilhões de anos, tendo evoluído de um estado inicial extremamente denso e quente ( $\rho \sim 10^{25}$  g/cm<sup>3</sup>,  $T \sim 10^{15}$  K em  $t \sim 10^{-8}$  s), e.g. Kolb e Turner (1990). No decorrer de sua expansão, a densidade e temperatura média do plasma primordial diminuíram até que, transcorridos cerca de 400 mil anos, a temperatura caiu o suficiente a ponto de permitir a recombinação de elétrons e prótons, dando origem aos primeiros átomos de hidrogênio e de outros elementos leves (<sup>3</sup>He, <sup>4</sup>He, <sup>7</sup>Li), e.g. Tytler *et al.* (2000). Confinados ao redor de núcleos atômicos, os elétrons não puderam mais interagir significativamente com os fótons, através de espalhamento Thomson, reduzindo assim a opacidade do meio. O Universo tornou-se então transparente à radiação eletromagnética e o caminho livre médio dos fótons passou a ser da ordem do comprimento de Hubble. Devido a instabilidades gravitacionais, flutuações de densidade no plasma primordial evoluíram para formar as estruturas observadas atualmente (galáxias, aglomerados e superaglomerados). A síntese de elementos pesados no Universo ocorreu no interior das estrelas, em supernovas e em outros processos no meio interestelar.

O deslocamento de linhas espectrais em objetos extragalácticos, atribuído ao efeito Doppler, sugere uma correlação entre a velocidade de recessão e a distância desses obje-

---

<sup>1</sup> *Gamma Ray Bursts*

tos. Esse observável é consistente com um Universo em expansão. No MCP, a abundância de elementos leves depende de um único parâmetro: a razão bárions-fotões  $\eta \equiv \eta_B/\eta_\gamma$ . As previsões do MCP são consistentes com a abundância estimada a partir de linhas espectrais de estrelas de população II, galáxias velhas e regiões HII. A isotropia e o espectro de corpo negro da RCFM sugerem que o Universo passou por pelo menos um período de quase equilíbrio termodinâmico num tempo anterior ao da época do desacoplamento. As medidas da magnitudes aparente de supernovas do tipo Ia em função de seu *redshift* sugerem que o Universo encontra-se em expansão acelerada. A recessão das galáxias, a abundância de elementos leves, a RCFM e a luminosidade de supernovas distantes do tipo Ia são evidências observacionais favoráveis ao cenário descrito pelo MCP.

Um Universo em expansão pode ser explicado no contexto da relatividade geral, e.g. Wald (1984). O elemento de linha em um Universo isotrópico e homogêneo em expansão, em coordenadas esféricas comóveis, é dado pela métrica de Robertson-Walker

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right]. \quad (1.1)$$

A densidade de energia é determinada pelo tensor momento-energia, definido de tal forma que, em uma base ortonormal,  $T^{00}$  é a densidade de energia,  $T^{0i}$  é o fluxo de energia (energia por unidade de área por unidade de tempo) e  $T^{ij}$  é o fluxo de momento de um gás de partículas  $p^i$  através da superfície  $x^j = \text{constante}$ . Para um fluido perfeito,

$$\mathbf{T}^{ik} = (\rho c^2 + P) \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^k}{ds} - P g^{ik}. \quad (1.2)$$

O uso da métrica (1.1) e do tensor (1.2) nas Equações de Campo de Einstein

$$\mathbf{R}_{ik} - \frac{1}{2} \mathbf{R} g_{ik} - \Lambda g_{ik} = -\frac{8\pi G}{c^4} T_{ik} \quad (1.3)$$

fornece as equações de Friedmann-Lemaître dadas por

$$\left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \frac{8\pi G \rho}{3} - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}, \quad (1.4)$$

$$\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{4\pi G}{3} \left( \rho + \frac{3P}{c^2} \right), \quad (1.5)$$

em que  $\mathbf{R}_{ik}$  é o tensor de Ricci,  $\mathbf{R}$  é o escalar de Ricci,  $R(t)$  é o fator de escala,  $\rho(t)$  é a densidade média de matéria e energia do Universo (a densidade de energia é  $\rho c^2$ ),  $P(t)$  é a pressão isotrópica hidrodinâmica da matéria e radiação,  $\Lambda$  é a constante cosmológica,

$k/R^2$  é a curvatura Riemmaniana do espaço-tempo e  $k$  é o índice da curvatura que pode assumir os valores  $-1$ ,  $0$  ou  $+1$ .

As Equações (1.4) e (1.5) descrevem a dinâmica do Universo. O chamado modelo padrão corresponde às soluções dessas equações. Em qualquer instante  $t$ , são definidos os parâmetros cosmológicos

$$H(t) = \frac{\dot{R}}{R}, \quad (1.6)$$

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (1.7)$$

$$\Omega(t) = \frac{\rho}{\rho_c}, \quad (1.8)$$

$$q(t) = -\frac{\ddot{R}R}{\dot{R}^2} = \frac{\Omega}{2} - \frac{\Lambda c^2}{3H^2}, \quad (1.9)$$

em que  $H$  é a constante de Hubble,  $\rho_c$  é a densidade crítica,  $\Omega$  é o parâmetro de densidade e  $q$  é o parâmetro de desaceleração.

O parâmetro  $H$  é definido de tal modo que seja válida a relação  $V_p = H(t)D_p$ , em que  $V_p$  e  $D_p$  são, respectivamente, a velocidade própria e a distância própria entre dois pontos no espaço-tempo. A densidade crítica  $\rho_c$  é obtida impondo-se  $k = 0$  e  $\Lambda = 0$  na Equação 1.4, ou seja, corresponde à densidade necessária para que o Universo seja plano. O parâmetro  $q(t)$  descreve a evolução do fator de escala de tal forma que  $\ddot{R} = -q(t)H^2R$ . A Equação 1.9 permite interpretar a constante cosmológica  $\Lambda$  como um campo repulsivo que contrabalança a atração gravitacional.

Existem três cenários descritos pelo modelo padrão quando  $\Lambda = 0$ . Se o índice da curvatura for  $k = 0$ , tem-se um Universo plano em que verifica-se  $\Omega(t) = 1$ ,  $q = 0,5$  (também conhecido como Universo de Einstein-DeSitter). Analogamente,  $k = 1$  implica  $\Omega(t) > 1$ ,  $q > 0,5$  e corresponde a um Universo fechado elíptico que irá colapsar no futuro. Finalmente,  $k = -1$  implica  $\Omega(t) < 1$ ,  $q < 0,5$  e corresponde a um Universo aberto hiperbólico que irá se expandir para sempre.

Entretanto, existem problemas que não são respondidos satisfatoriamente no contexto do modelo padrão. Dentre eles, destacam-se os problemas do horizonte, da curvatura, dos monopolos, da isotropia e da homogeneidade, os quais dependem de que um processo semelhante ao proposto pela inflação tenha ocorrido para que possam ser explicados satisfatoriamente.

A principal idéia da inflação consiste na suposição de que houve um período, durante os primeiros instantes do Universo, em que o fator de escala do Universo  $R(t)$  cresceu

exponencialmente (Guth, 1981; Linde, 1982). Seu formalismo baseia-se numa das formas das teorias da grande unificação (GUT), a qual sugere que em  $t \lesssim 10^{-35}$  s todas as interações da natureza podem ser descritas por uma teoria unificada. A inflação utiliza um formalismo que descreve a força eletromagnética e nuclear fraca como uma só força em escalas de energia superiores a  $E_{GUT} \sim 10^{14}$  GeV e temperaturas  $T \approx 10^{27}$  K. Essa condição seria satisfeita entre os instantes  $t_i \approx 10^{-34}$  s  $t_f \approx 10^{-31}$  s após a singularidade, período denominado era inflacionária.

O mecanismo que gera a inflação é descrito por um campo escalar com pressão negativa  $P$  dado por

$$P = -u_{vf} = -c^2 \rho_{vf}, \quad (1.10)$$

em que  $u_{vf}$  e  $\rho_{vf}$  denotam, respectivamente, a densidade de energia e a densidade do falso vácuo. A densidade de energia é  $u_{vf} = E_{GUT}^4 / (\hbar c)^3 \approx 10^{93}$  erg cm<sup>-3</sup>. Físicos de partículas utilizam a palavra “vácuo” para se referir ao estado de menor energia de um campo e utilizam a terminologia “falso vácuo” para designar um vácuo temporário. Um campo escalar de pressão negativa pode ser interpretado como um efeito produzido por uma constante cosmológica que se opõe à atração gravitacional.

O paradigma inflacionário supõe que quando o Universo tem a escala de Planck ( $l_P \approx 10^{-34}$  m) sua energia está concentrada no campo escalar  $-u_{vf}$ . Entretanto, no intervalo  $10^{-34}$  s  $< t < 10^{-31}$  s o Universo teria experimentado uma transição de fase que o levou de um estado dominado pelo falso vácuo a um estado dominado pela radiação. Admitindo que  $\rho = \rho_r + \rho_{vf}$  e  $\rho_r \ll \rho_{vf}$ , as equações de Friedmann-Lemaître podem ser reescritas como

$$\left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \frac{8\pi G \rho_{vf}}{3} - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}, \quad (1.11)$$

$$\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{\Lambda c^2}{3} + 8\pi G \rho_{vf}. \quad (1.12)$$

A Equação 1.12 é uma equação diferencial linear homogênea de segunda ordem e admite solução na forma

$$R(t) \propto \exp\left(\frac{t}{\tau}\right), \quad (1.13)$$

em que

$$\tau = \left( \frac{3c^2}{8\pi G u_{vf} + \Lambda c^4} \right)^{1/2}. \quad (1.14)$$

Para  $\Lambda = 0$  tem-se  $\tau \approx 10^{-33}$  s. A imposição de que a solução dada pela Equação 1.13 também seja solução da Equação 1.11 implica que  $k$  deva ser desprezível. Ou seja, o mecanismo da inflação impõe que a curvatura do Universo seja nula. Isso pode ser

melhor compreendido a partir dos modelos de Friedmann ( $\Lambda = 0$ ), nos quais é válida a relação

$$kc^2 = (\Omega - 1)R^2H^2, \quad (1.15)$$

a qual permite obter

$$|\Omega - 1| = \frac{|k|c^2\tau^2}{e^{2t/\tau}}. \quad (1.16)$$

Essa equação expressa o fato de que, durante a inflação, o fator de escala  $R$  aumenta exponencialmente e  $|\Omega - 1|$  tende a zero. Para se ter uma idéia qualitativa da era inflacionária, cabe citar que na inflação o Universo necessitou de  $\sim 10^{-31}$  s para que  $R(t)$  aumentasse por um fator  $e^{100} \approx 10^{43}$ . Imediatamente antes e após a inflação, o Universo é dominado pela radiação e o fator de escala é dado por  $R(t) \propto t^{1/2}$ . Depois do desacoplamento, o Universo é dominado pela matéria e tem-se  $R(t) \propto t^{2/3}$ . Portanto, da nucleossíntese primordial até hoje, o fator de expansão teria sido de “somente”  $\sim 10^{32}$  ao longo de cerca de  $\sim 10^{17}$  s.

O paradigma inflacionário soluciona o problema da curvatura existente no MCP. Ou seja, um Universo plano é exatamente o que se espera de um Universo que tenha experimentado um período inflacionário. Qualquer que fosse a condição inicial, a inflação leva, necessariamente, à situação  $\Omega_0 \rightarrow 1$  (cf. Equação 1.16).

O problema do horizonte também é solucionado pelo paradigma inflacionário. Um argumento qualitativo é obtido ao se comparar a distância que a luz pôde viajar do início da inflação  $t_{inf}$ , durante um intervalo  $\Delta t$ , com a distância que pôde viajar após o desacoplamento, isto é, no contexto da inflação foi possível estabelecer contato causal entre todas as regiões do Universo antes que elas fossem separadas por distâncias superiores ao horizonte de eventos.

O mecanismo da inflação também reduz a densidade de monopolos por um fator proporcional a  $R^{-3} \propto \exp\left(\frac{-3t}{\tau}\right)$ . Dessa forma a densidade atual de monopolos seria desprezível, o que é compatível com o fato de que monopolos nunca foram detectados experimentalmente.

Outro problema relacionado ao modelo padrão é o fato de não haver um mecanismo de geração de flutuações primordiais de densidade. Como um Universo homogêneo e isotrópico pôde dar origem a estruturas como galáxias, aglomerados e superaglomerados? Uma característica atraente da inflação é a possibilidade de prover as perturbações de densidade que dariam origem a estruturas em grande escala. Flutuações quânticas teriam sido ampliadas pela inflação e teriam evoluído para gerar flutuações de densidade no plasma primordial. Posteriormente, essas flutuações de densidade evoluíram e deram

origem às estruturas observadas atualmente.

Entretanto, ainda persistem problemas que não são explicados mesmo incorporando o paradigma inflacionário ao MCP. O principal deles é o da existência de uma singularidade nos instantes iniciais do Universo. Quando  $t \lesssim t_{Planck} \sim 10^{-43}$  s, as energias envolvidas tornam-se tão grandes que é necessário o uso de uma teoria quântica da gravidade (teoria ainda desconhecida). As equações de campo de Einstein contêm ao menos uma singularidade quando  $t \rightarrow 0$ . Essa singularidade não pode ser removida da teoria geral da relatividade, logo a teoria não pode ser extrapolada para os instantes iniciais do Universo. Portanto, mesmo que o paradigma inflacionário seja verdadeiro, ele apenas descreve a dinâmica do Universo nos instantes que precedem a validade do MCP, mas o problema sobre como e o quê originou o Universo continua sem resposta.

Do exposto, fica claro que os modelos cosmológicos só podem ser aperfeiçoados com a aquisição de mais dados observacionais. Dentre todos os observáveis existentes, a RCFM foi o que mais contribuiu nas últimas décadas para impor vínculos à geometria e composição de matéria e energia do Universo. Entretanto, nem toda a informação disponível na RCFM foi extraída. Por exemplo, espera-se que a polarização da RCFM imponha vínculos à reionização do Universo e forneça uma detecção indireta de um campo gravitacional primordial, o que permitiria testar alguns dos mecanismos propostos pela inflação.

A principal motivação para este trabalho foi medir a polarização da RCFM em 42 GHz e 90 GHz nas escalas angulares de  $12'$  e  $24'$ . Uma motivação secundária foi explorar a sistemática de experimentos em solo em microondas. Há várias limitações práticas para a detecção de polarização da RCFM que só podem ser entendidas, e/ou percebidas, durante a realização de um experimento. Esses aspectos também limitam o desempenho de algoritmos de tratamento de dados, os quais na maioria das vezes foram desenvolvidos apenas para o tratamento de casos ideais. A identificação da sistemática do WMPol pode ser utilizadas para o aperfeiçoamento de vários desses algoritmos. Com essas duas motivações em mente, foram realizadas observações do céu ao redor do Pólo Norte Celeste (PNC), com o instrumento WMPol (White Mountain Polarimeter). O WMPol é constituído de um telescópio gregoriano *off-axis* e dois polarímetros de pseudo-correlação que operam nas bandas Q (38 – 46 GHz) e W (92 – 98 GHz). As observações foram realizadas em 2004 na White Mountain Research Station, em Bishop, Califórnia (EUA), situada a 3880 m de altitude. Em adição às observações de polarização do céu, um estudo das condições e características do sítio para astronomia em microondas foi realizado com uma estação meteorológica comercial e com um radiômetro em 225 GHz.

Este trabalho é organizado em sete capítulos. O capítulo 1 é dedicado a esta introdução.

O capítulo 2 contém uma revisão de conceitos úteis ao estudo de polarização da RCFM. O capítulo 3 descreve as principais características do telescópio, sistema de detecção e instrumentação auxiliar. O capítulo 4 discorre sobre características do sítio astronômico. O capítulo 5 discute a observação e análise. O capítulo 6 apresenta os principais resultados obtidos. O capítulo 7 sumariza as conclusões do trabalho.



## CAPÍTULO 2

### POLARIZAÇÃO DA RCFM

Este capítulo apresenta uma revisão de conceitos úteis ao estudo de polarização da RCFM.

#### 2.1 Polarização e parâmetros de Stokes

Uma onda eletromagnética é dita polarizada quando o seu vetor campo elétrico está restrito a determinadas direções de vibração. A polarização de uma onda eletromagnética é usualmente descrita em termos dos parâmetros de Stokes.

Para uma onda eletromagnética plana quase monocromática, propagando-se no eixo  $z$  de um sistema dextrógiro de coordenadas cartesianas, o vetor campo elétrico  $\vec{E}$ , em um dado ponto  $(0, 0, z)$ , pode ser descrito por

$$\vec{E}(t) = E_x(t) \cos(\omega t - \phi_x(t))\vec{i} + E_y(t) \cos(\omega t - \phi_y(t))\vec{j}, \quad (2.1)$$

em que  $E_x$  e  $E_y$  são as amplitudes das duas componentes ortogonais contidas em um plano normal à direção de propagação da onda,  $\omega$  é a frequência angular da onda e  $\phi_x$  e  $\phi_y$  são as fases de cada componente. Por onda quase monocromática entende-se que a dispersão das frequências das componentes da onda em torno de uma frequência média  $\nu_0$  é desprezível. A imposição de que a onda seja quase monocromática garante que as amplitudes e fases da onda permaneçam quase constantes em um intervalo de tempo igual ao inverso da frequência da onda. Se existir alguma correlação entre as componentes da Equação (2.1), então a onda é dita polarizada. Os parâmetros de Stokes são definidos por

$$I \equiv \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle, \quad (2.2)$$

$$Q \equiv \langle E_x^2 \rangle - \langle E_y^2 \rangle, \quad (2.3)$$

$$U \equiv 2\langle E_x E_y \cos(\phi_y - \phi_x) \rangle, \quad (2.4)$$

$$V \equiv 2\langle E_x E_y \sin(\phi_y - \phi_x) \rangle, \quad (2.5)$$

em que  $\langle \rangle$  indica uma média temporal em um período de tempo longo quando comparado com o inverso da frequência da onda. O fluxo médio de energia na direção de propagação

da onda eletromagnética é dado por

$$\langle S \rangle = \frac{\langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle}{2\mu_0 c}, \quad (2.6)$$

em que  $\mu_0$  e  $c$  são, respectivamente, a permeabilidade magnética e a velocidade da luz no vácuo.

A interpretação física de cada parâmetro é dada a seguir:

*I*: o parâmetro *I* é proporcional à intensidade total (polarizada e não polarizada) da onda, isto é,  $I \propto \langle S \rangle$ ;

*Q*: o parâmetro *Q* é proporcional à diferença entre as intensidades da radiação linearmente polarizada nas direções *x* e *y*, isto é,  $Q \propto \langle S_x \rangle - \langle S_y \rangle$ ;

*U*: o parâmetro *U* é proporcional à diferença de intensidade da radiação linearmente polarizada nas direções que formam, respectivamente, um ângulo de  $45^\circ$  e  $135^\circ$  em relação ao versor  $\vec{i}$ , isto é,  $U \propto \langle S_{45^\circ} \rangle - \langle S_{135^\circ} \rangle$ ;

*V*: o parâmetro *V* é proporcional à diferença de intensidade da radiação circularmente polarizada à esquerda e à direita, isto é,  $V \propto \langle S_e \rangle - \langle S_d \rangle$ .

Os parâmetros de Stokes são grandezas reais que permitem especificar a polarização da radiação e podem ser representados compactadamente pelo vetor de Stokes, definido como

$$\mathbf{S} \equiv \begin{bmatrix} I & Q & U & V \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

Para uma onda quase monocromática é válida a relação

$$I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2. \quad (2.8)$$

Os parâmetros *I* e *V* independem da orientação dos eixos *x* e *y*. Entretanto, para uma rotação do plano *xy* por um ângulo  $\psi$  a mesma onda é descrita pelos parâmetros

$$Q' = Q \cos(2\psi) + U \sin(2\psi), \quad (2.9)$$

$$U' = -Q \sin(2\psi) + U \cos(2\psi). \quad (2.10)$$

Das transformações dadas pelas Equações (2.9) e (2.10) é fácil perceber que a quantidade  $Q^2 + U^2$  é invariante sob uma rotação dos eixos *x* e *y*. O ângulo definido por

$$\alpha \equiv \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{U}{Q} \right) \quad (2.11)$$

transforma-se em  $\alpha - \psi$  sob uma rotação de um ângulo  $\psi$ . Portanto, a Equação (2.11) define uma orientação constante, denominada ângulo de polarização. Para uma onda linearmente polarizada,  $\alpha$  fornece a direção que é fisicamente paralela ao campo elétrico da onda. A magnitude da polarização é dada por  $\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$ , a fração da radiação polarizada é expressa por

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}, \quad (2.12)$$

e a fração linearmente polarizada é dada por

$$P_L = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}. \quad (2.13)$$

Apesar de polarização possuir orientação e magnitude, ela não é uma quantidade vetorial, pois não possui um sentido, isto é, os parâmetros de Stokes são invariantes sob uma rotação dos eixos  $x$  e  $y$  por um ângulo  $\pi$ . Uma relação útil entre as quantidades  $Q$ ,  $U$ ,  $I$ ,  $P_L$  e  $\alpha$  é dada por

$$Q = IP_L \cos 2\alpha, \quad (2.14)$$

e

$$U = IP_L \sin 2\alpha. \quad (2.15)$$

Para aplicações práticas em astronomia, é necessário definir o sistema de coordenadas no qual os parâmetros de Stokes são expressos. De acordo com convenção estabelecida pela IAU<sup>1</sup>, para um dado ponto no céu, os parâmetros  $Q$  e  $U$  devem ser expressos num sistema de coordenadas em que o eixo  $x$  é orientado em direção ao Pólo Norte Celeste, o eixo  $y$  é orientado em direção ao leste celeste, o eixo  $z$  é alinhado com a linha de visada e orientado na direção do observador, e o ângulo  $\alpha$  é medido no sentido anti-horário de norte a leste (IAU, 1974; Hamaker e Bregman, 1996).

## 2.2 Polarização por espalhamento Thomson

Quando uma onda eletromagnética incide numa partícula carregada, as componentes elétrica e magnética da onda exercem um força de Lorentz sobre a partícula. Conseqüentemente, a partícula é acelerada e emite radiação. Esse processo é equivalente ao espalhamento da onda eletromagnética pela partícula.

O espalhamento Thomson é o tratamento clássico para o espalhamento de radiação eletromagnética incidente em um elétron livre não-relativístico. O espalhamento Thomson ocorre no caso em que a energia do fóton incidente é muito menor que a energia de

---

<sup>1</sup>*International Astronomical Union*

repouso do elétron, isto é, quando a seguinte condição é satisfeita:

$$\frac{h\nu}{m_e c^2} \ll 1, \quad (2.16)$$

em que  $h$  é a constante de Planck,  $\nu$  é a frequência da radiação incidente,  $m_e$  é a massa de repouso do elétron e  $c$  é a velocidade da luz. A condição expressa pela Inequação (2.16) implica que o formalismo para o espalhamento Thomson é válido para comprimentos de onda  $\lambda \gg 0,02 \text{ \AA}$ . A seção de choque do espalhamento Thomson é dada por

$$\sigma_T = \frac{\langle P_{esp} \rangle}{\langle S_{inc} \rangle} = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 \simeq 6,65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2, \quad (2.17)$$

em que  $\langle P_{esp} \rangle$  é a potência média espalhada,  $\langle S_{inc} \rangle$  é o fluxo médio de energia incidente,  $e$  é a carga elétrica do elétron e  $\epsilon_0$  é a permissividade do vácuo. Se a onda incidente é linearmente polarizada, a seção total de choque do espalhamento Thomson, definida como a razão entre a intensidade espalhada por ângulo sólido e a intensidade incidente por área, é dada por

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} |\hat{\epsilon}' \cdot \hat{\epsilon}|^2, \quad (2.18)$$

em que  $\hat{\epsilon}'$  e  $\hat{\epsilon}$  são versores que estão alinhados, respectivamente, com a polarização da onda incidente e da onda espalhada.

Para discutir a polarização por espalhamento Thomson, é conveniente escolher um sistema de coordenadas cartesianas cujo eixo  $z$  esteja alinhado com a radiação espalhada, o eixo  $x$  seja perpendicular ao plano de espalhamento e o eixo  $y$  esteja contido no plano de espalhamento. Nesse sistema, definem-se as quantidades  $I_x = (I + Q)/2$ ,  $I_y = (I - Q)/2$ ,  $I_{45^\circ} = (I + U)/2$  e  $I_{135^\circ} = (I - U)/2$ . Considere uma onda eletromagnética incidente não polarizada, com parâmetros de Stokes  $I' > 0$  e  $Q' = U' = V' = 0$ , e que portanto satisfaz  $I'_x = I'_y = I'_{45^\circ} = I'_{135^\circ} = I'/2$ . Da Equação (2.18), obtém-se as quantidades

$$I_x = \frac{3\sigma_T}{8\pi} [I'_x |\hat{\epsilon}'_x \cdot \hat{\epsilon}_x|^2 + I'_y |\hat{\epsilon}'_y \cdot \hat{\epsilon}_x|^2] = \frac{3\sigma_T}{16\pi} I', \quad (2.19)$$

$$I_y = \frac{3\sigma_T}{8\pi} [I'_x |\hat{\epsilon}'_x \cdot \hat{\epsilon}_y|^2 + I'_y |\hat{\epsilon}'_y \cdot \hat{\epsilon}_y|^2] = \frac{3\sigma_T}{16\pi} I' \cos^2 \theta, \quad (2.20)$$

$$I_{45^\circ} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} [I'_x |\hat{\epsilon}'_x \cdot \hat{\epsilon}_{45^\circ}|^2 + I'_y |\hat{\epsilon}'_y \cdot \hat{\epsilon}_{45^\circ}|^2] = \frac{3\sigma_T}{32\pi} I' (1 + \cos^2 \theta), \quad (2.21)$$

$$I_{135^\circ} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} [I'_x |\hat{\epsilon}'_x \cdot \hat{\epsilon}_{135^\circ}|^2 + I'_y |\hat{\epsilon}'_y \cdot \hat{\epsilon}_{135^\circ}|^2] = \frac{3\sigma_T}{32\pi} I' (1 + \cos^2 \theta), \quad (2.22)$$

em que  $\theta$  é o ângulo de espalhamento (Kosowsky, 1999). Portanto, a onda espalhada

possui os parâmetros de Stokes

$$I = I_x + I_y = \frac{3\sigma_T}{16\pi} I' (1 + \cos^2 \theta), \quad (2.23)$$

$$Q = I_x - I_y = \frac{3\sigma_T}{16\pi} I' \sin^2 \theta, \quad (2.24)$$

$$U = I_{45^\circ} - I_{135^\circ} = 0. \quad (2.25)$$

O espalhamento Thomson não gera uma onda circularmente polarizada, isto é,  $V = 0$ . Por esse motivo, o parâmetro  $V$  não é considerado no restante deste trabalho.

Para uma partícula inserida em um campo radiativo não polarizado de intensidade  $I'(\theta, \phi)$ , a polarização resultante devida ao espalhamento Thomson é obtida integrando-se toda a radiação do campo  $I'$  que incide na partícula. Essa integração deve ser realizada tomando-se o cuidado de que os parâmetros de Stokes da radiação espalhada sejam sempre definidos no mesmo sistema de coordenadas. Para isso, utilizam-se as transformações dadas pelas Equações (2.9) e (2.10). A polarização resultante depende da distribuição da radiação incidente, a qual pode ser expandida em harmônicos esféricos

$$I'(\theta, \phi) = \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi). \quad (2.26)$$

Adotando-se a origem do sistema  $(\theta, \phi)$  como sendo a partícula espalhadora e orientando o eixo  $z$  na direção de um observador, obtém-se os seguintes resultados para os parâmetros de Stokes da radiação espalhada:

$$I = \frac{3\sigma_T}{16\pi} \int I'(\theta, \phi) (1 + \cos^2 \theta) d\Omega = \frac{3\sigma_T}{16\pi} \left( \frac{8\sqrt{\pi}}{3} a_{00} + \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} a_{20} \right), \quad (2.27)$$

$$Q = \frac{3\sigma_T}{16\pi} \int I'(\theta, \phi) \sin^2 \theta \cos(2\phi) d\Omega = \frac{3\sigma_T}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{15}} \operatorname{Re}(a_{22}), \quad (2.28)$$

$$U = -\frac{3\sigma_T}{16\pi} \int I'(\theta, \phi) \sin^2 \theta \sin(2\phi) d\Omega = -\frac{3\sigma_T}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{15}} \operatorname{Im}(a_{22}). \quad (2.29)$$

Os resultados expressos pelas Equações (2.28) e (2.29) podem ser representados de forma compacta pela expressão

$$Q - iU = \frac{3\sigma_T}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{15}} a_{22}. \quad (2.30)$$

A Equação (2.30) expressa o fato de que um observador situado ao longo do eixo  $z$  só irá detectar polarização caso a componente de quadrupolo  $a_{22}$  seja não nula. Se o campo radiativo  $I'(\theta, \phi)$  for simétrico em azimute (i.e., independente de  $\phi$ ), pode-se mostrar que

a polarização em uma dada direção que forme um ângulo  $\beta$  com o eixo  $z$  é dada por

$$Q - iU = \frac{3\sigma_T}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{15}} a_{20} \sin^2 \beta. \quad (2.31)$$

Relações semelhantes podem ser obtidas para campos radiativos não simétricos em azimute.

Do exposto, pode-se concluir que um campo radiativo não polarizado com componente de quadrupolo não nula pode se tornar polarizado através de espalhamento Thomson. Esse fato é fundamental para se entender porque a RCFM é polarizada. A Figura 2.1 ilustra a polarização gerada por espalhamento Thomson por um único elétron interagindo com um campo de quadrupolo.

O padrão de polarização induzido na RCFM dependerá da geometria, e orientação, do quadrupolo em relação à direção da radiação espalhada. A literatura sugere três mecanismos, que teriam ocorrido durante a época do Último Espalhamento, e que podem dar origem a um campo de quadrupolo não nulo gerando, portanto, polarização da RCFM via espalhamento Thomson. Exemplos de padrões de polarização gerados por perturbações escalares<sup>2</sup>, vetoriais<sup>3</sup> e tensoriais<sup>4</sup> são apresentados em Hu e White (1997).

Polarização da RCFM também teria ocorrido durante a reionização do Universo, ocasionando perda de informação sobre polarização no Universo Jovem em pequenas escalas angulares, porém gerando informação sobre a época da reionização em grandes escalas angulares.

Portanto, o espectro de potência angular da RCFM pode impor vínculos à história do Universo Jovem, à reionização do Universo e fornecer uma evidência indireta da existência de ondas gravitacionais primordiais.

### 2.3 Campos $T$ , $E$ e $B$

Para uma dada direção especificada pelos ângulos  $(\theta, \phi)$  em um sistema de coordenadas esféricas, pode-se definir três versores ortogonais: o versor  $\hat{\mathbf{n}}$ , que aponta na direção radial, e os versores  $\hat{\mathbf{e}}_1$  e  $\hat{\mathbf{e}}_2$ , tangenciais à esfera de raio unitário. Para que  $(\hat{\mathbf{e}}_1, \hat{\mathbf{e}}_2)$  sejam univocamente determinados é necessário especificar um ângulo de rotação  $\psi$  no plano perpendicular a  $\hat{\mathbf{n}}$ .

---

<sup>2</sup>Compressões no campo de velocidade do plasma primordial geradas por flutuações na densidade de energia.

<sup>3</sup>Vorticidade ocasionada por velocidades peculiares no movimento do plasma primordial.

<sup>4</sup>Perturbações na métrica do espaço-tempo.

A temperatura da RCFM  $T$  é um campo escalar invariante sob rotação. As quantidades  $Q + iU$  e  $Q - iU$  são, respectivamente, funções spin 2 e -2, pois transformam-se de acordo com

$$(Q \pm iU)(\hat{\mathbf{n}}) = e^{\mp 2i\psi} (Q \pm iU)(\hat{\mathbf{n}}), \quad (2.32)$$

(Zaldarriaga e Seljak, 1997). O Apêndice A apresenta relações úteis ao estudo de funções spin-s.

Um campo escalar sobre uma esfera pode ser expandido em harmônicos esféricos  $Y_{\ell m}$ . Analogamente, funções spin-s podem ser expandidas em harmônicos esféricos spin-s  ${}_s Y_{\ell m}$ . Portanto, pode-se expandir os campos de temperatura  $T$  e polarização  $(Q \pm iU)$  em

$$T(\hat{\mathbf{n}}) = \sum_{\ell m} a_{T,\ell m} Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}}) \quad (2.33)$$

$$(Q + iU)(\hat{\mathbf{n}}) = \sum_{\ell m} a_{2,\ell m} {}_2 Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}}) \quad (2.34)$$

$$(Q - iU)(\hat{\mathbf{n}}) = \sum_{\ell m} a_{-2,\ell m} {}_{-2} Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}}) \quad (2.35)$$

Ao invés das quantidades  $a_{\pm 2,\ell m}$ , é conveniente definir as seguintes combinações lineares

$$a_{E,\ell m} = -\frac{a_{2,\ell m} + a_{-2,\ell m}}{2}, \quad (2.36)$$

$$a_{B,\ell m} = i\frac{a_{2,\ell m} - a_{-2,\ell m}}{2}, \quad (2.37)$$

e as quantidades

$$E(\hat{\mathbf{n}}) = \sum_{\ell m} a_{E,\ell m} Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}}), \quad (2.38)$$

$$B(\hat{\mathbf{n}}) = \sum_{\ell m} a_{B,\ell m} Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}}). \quad (2.39)$$

As quantidades spin zero  $E$  e  $B$  facilitam o tratamento matemático e estatístico de polarização da RCFM porque, ao contrário das quantidades spin-2  $Q \pm iU$ , são invariantes sob rotação.

Para caracterizar a estatística da RCFM são necessários seis espectros de potência, cujos momentos de multipolo são dados por

$$C_\ell^{TT} = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_m \langle a_{T,\ell m}^* a_{T,\ell m} \rangle, \quad (2.40)$$

$$C_\ell^{EE} = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_m \langle a_{E,\ell m}^* a_{E,\ell m} \rangle, \quad (2.41)$$

$$C_\ell^{BB} = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_m \langle a_{B,\ell m}^* a_{B,\ell m} \rangle, \quad (2.42)$$

$$C_\ell^{TE} = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_m \langle a_{T,\ell m}^* a_{E,\ell m} \rangle, \quad (2.43)$$

$$C_\ell^{TB} = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_m \langle a_{T,\ell m}^* a_{B,\ell m} \rangle, \quad (2.44)$$

$$C_\ell^{EB} = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_m \langle a_{E,\ell m}^* a_{B,\ell m} \rangle, \quad (2.45)$$

em que  $a_{\ell m}^*$  indica o complexo conjugado do coeficiente  $a_{\ell m}$ .

Os campos  $E$  e  $B$  são invariantes sob rotação e translação. Entretanto,  $E$  é invariante sob reflexão e  $B$  muda de sinal. Por esse motivo,  $E$  é dito um campo escalar e  $B$  é um campo pseudoescalar. A relação entre os parâmetros  $Q$  e  $U$  e os campos  $E$  e  $B$  é explicitamente dada por

$$Q(\hat{\mathbf{n}}) = - \sum_{\ell m} \left( a_{E,\ell m} \frac{{}_2Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}}) + {}_{-2}Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}})}{2} + i a_{B,\ell m} \frac{{}_2Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}}) - {}_{-2}Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}})}{2} \right) \quad (2.46)$$

$$U(\hat{\mathbf{n}}) = - \sum_{\ell m} \left( a_{B,\ell m} \frac{{}_2Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}}) + {}_{-2}Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}})}{2} + i a_{E,\ell m} \frac{{}_2Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}}) - {}_{-2}Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}})}{2} \right) \quad (2.47)$$

A Figura 2.2 ilustra os padrões de polarização associados aos campos  $E$  e  $B$ . Regiões do céu em que  $E > 0$  estão associadas a padrões tangenciais de polarização; regiões em que  $E < 0$  indicam padrões radiais de polarização. O padrão de polarização circular, numa ou outra direção, ao redor de regiões do céu conforme se verifica  $B > 0$  ou  $B < 0$ . Dessa interpretação pode-se fazer uma livre analogia entre os campos  $E$  e  $B$  e, respectivamente, os operadores divergente  $\nabla \cdot$  e rotacional  $\nabla \times$  atuando num campo eletromagnético estático.

Os campos  $E$  e  $B$  permitem distinguir entre três cenários para perturbações do plasma primordial (Hu e White, 1997). Se o campo  $E$  de polarização excede o campo  $B$ , então perturbações escalares no plasma primordial são o processo dominante na geração de anisotropias da RCFM na superfície de último espalhamento. Se o campo  $B$  excede o campo  $E$ , então perturbações vetoriais são o processo dominante na geração de anisotropias da RCFM. Se o campo  $E$  é equiparável ao campo  $B$ , então perturbações tensoriais são o processo dominante na geração de anisotropias da RCFM. Essa relação

é independente da dinâmica e forma das perturbações e um poderoso resultado para obtenção de vínculos aos modelos cosmológicos.

A forma dos espectros de potência angular da RCFM (i.e., a posição, amplitude e espaçamento relativo entre os diversos picos e vales nos espectros) é sensível aos parâmetros cosmológicos dos modelos que representam o Universo. Em outras palavras, o conhecimento da forma dos espectros da RCFM permite estimar esses parâmetros e separar diferentes classes de modelos cosmológicos. Não é objetivo deste trabalho apresentar todas as informações que podem ser extraídas dos espectros da RCFM. A seguir, apresenta-se apenas uma lista de algumas características interessantes dos espectros da RCFM, reportadas na literatura e compiladas em Cabella e Kamionkowski (2004), e o que pode ser aprendido a partir delas:

- Os diversos picos e vales nos espectros ocorrem devido à competição entre a pressão de radiação dos fótons e a atração gravitacional dos bárions no Universo Jovem. Esses dois efeitos combinados geram oscilações acústicas que se propagam no plasma primordial e geram assinaturas de processos físicos nas características dos espectros angulares de potência.
- As posições do primeiro, segundo e terceiro picos no espectro  $TT$  carregam consigo informação sobre, respectivamente, a curvatura, a densidade bariônica e a densidade de matéria escura do Universo.
- As posições dos picos no espectro  $EE$  não estão alinhadas com as posições dos picos no espectro  $TT$ . Esse desalinhamento carrega consigo informação sobre as perturbações de densidade e sobre o campo de velocidades peculiares na superfície de último espalhamento
- O espalhamento do quadrupolo por gás ionizado durante a reionização do Universo gera uma protuberância nos espectros  $EE$ ,  $BB$  e  $TE$  em  $\ell \lesssim 10$ . O pico dessa protuberância carrega consigo informação sobre o *redshift* da reionização do Universo.
- O pico principal do espectro  $EE$  ocorre em  $\ell \sim 1000$ . O pico principal do espectro  $TT$  ocorre em  $\ell \sim 200$ . A potência do espectro  $EE$  está concentrada em escalas angulares menores do que a potência do espectro  $TT$ . O deslocamento entre os dois picos traz informação sobre o gradiente do campo primordial de densidade.
- A potência do espectro  $BB$  diminui abruptamente em  $\ell \lesssim 100$ . Esse efeito carrega consigo informação sobre a amplitude de ondas gravitacionais na época

da recombinação.

- A potência do espectro  $BB$  depende da densidade de energia durante a época da inflação. A detecção de espectro  $BB$  permite explorar a física da inflação e das teorias da grande unificação.
- A potência dos espectros  $TB$  e  $EB$  é desprezível devido a violações de paridade na correlação cruzada desses campos ( $T$  e  $E$  são um campo escalar,  $B$  é um campo pseudo-escalar). A detecção desses espectros só encontra explicação em teorias físicas exóticas.

## 2.4 Medidas de polarização da RCFM

Logo após a descoberta da RCFM, no comprimento de onda de 7,3 cm, por Penzias e Wilson (1965), polarização linear da RCFM foi prevista por Rees (1968) como resultante de espalhamento Thomson da RCFM no Universo Jovem. Diversos trabalhos subsequentes impuseram e/ou discutiram limites superiores à polarização da RCFM (Caderni *et al.*, 1978; Nanos, 1979; Lubin e Smoot, 1979, 1981; Lubin *et al.*, 1983; Partridge *et al.*, 1988; Fomalont *et al.*, 1993; Wollack *et al.*, 1993; Netterfield *et al.*, 1997; Partridge *et al.*, 1997; Sironi *et al.*, 1998; Smoot, 1999; Torbet *et al.*, 1999; Subrahmanyan *et al.*, 2000; Keating *et al.*, 2001; Hedman *et al.*, 2001, 2002; Oliveira-Costa *et al.*, 2003a,b; Farese *et al.*, 2004; Cartwright *et al.*, 2005). A primeira detecção de polarização da RCFM foi reportada em Kovac *et al.* (2002) e Leitch *et al.* (2002). Posteriormente, a existência de polarização linear da RCFM foi confirmada por outros trabalhos (Kogut *et al.*, 2003; Kogut, 2003; Page *et al.*, 2003; Readhead *et al.*, 2004; Leitch *et al.*, 2005; Barkats *et al.*, 2005; Montroy *et al.*, 2006; Piacentini *et al.*, 2006; Page *et al.*, 2006). A Figura 2.3 ilustra o histórico de limites superiores e detecções de polarização da RCFM.

## 2.5 Discussão

Polarização linear da RCFM é gerada por espalhamento Thomson e sua existência é uma previsão fundamental do paradigma de instabilidades gravitacionais, segundo o qual pequenas flutuações no plasma primordial evoluíram para dar origem às estruturas em grande escalas observadas atualmente no Universo. A detecção de polarização da RCFM representa portanto uma verificação básica das idéias sobre evolução de flutuações primordiais. Além disso, o espectro de potência angular dessa polarização carrega consigo uma riqueza de informações sobre as condições na superfície de último espalhamento, e na época da reionização, que apenas agora começa a ser exploradas experimentalmente. Esses são certamente os aspectos básicos que servem de motivação para a elaboração de experimentos dedicados a detectar e medir polarização da RCFM.

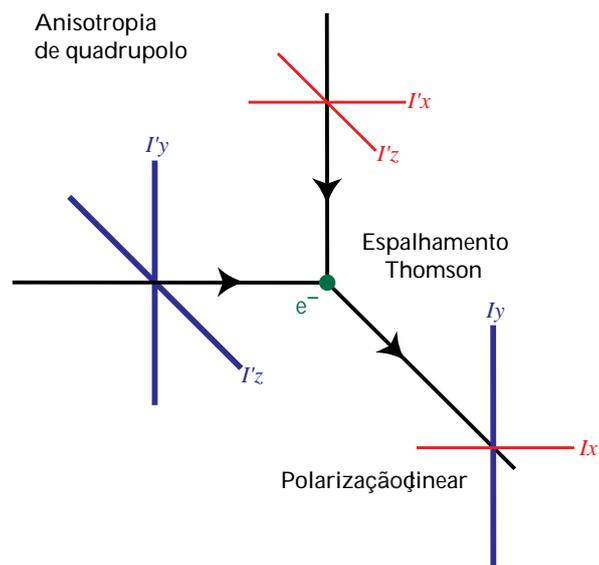


FIGURA 2.1- Polarização gerada por espalhamento Thomson. Radiação não polarizada, proveniente de um campo radiativo de quadrupolo, incide em um elétron  $e^-$ . As componentes na direção  $z$ , paralelas à linha de visada do observador, são espalhadas para longe do observador. As componentes nas direções  $x$  e  $y$ , perpendiculares à linha de visada, são espalhadas na direção do observador. Polarização linear, no referencial do observador, é resultado da diferença entre as intensidades  $I_x$  e  $I_y$ .  
 FONTE: Adaptada de Hu e White (1997).

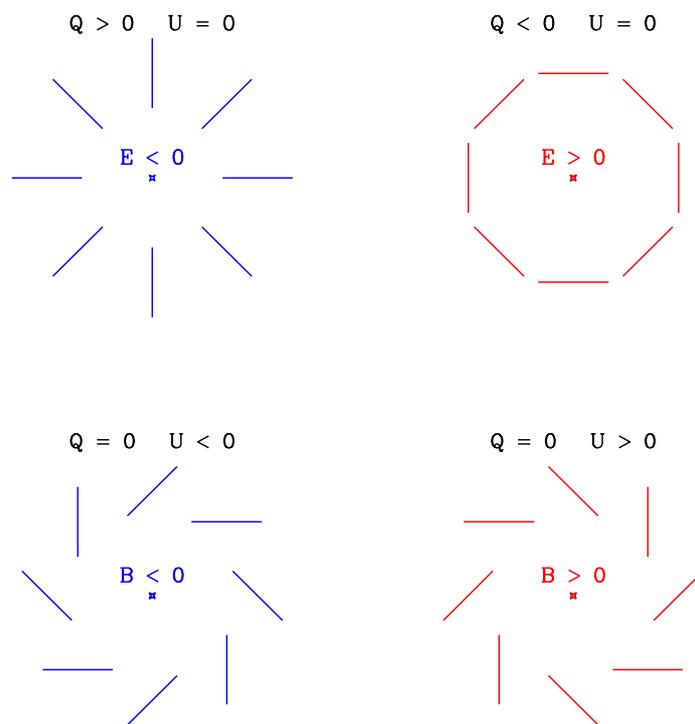


FIGURA 2.2- Padrões de polarização associados aos campos  $E$  e  $B$ . Os parâmetros de Stokes são expressos em coordenadas polares num sistema centrado em cada cruz. Os padrões gerados por  $E$  e  $B$  são invariantes sob rotação e translação. Os padrões gerados por  $B$  não são invariantes sob reflexão. FONTE: Adaptada de Zaldarriaga e Seljak (1997).

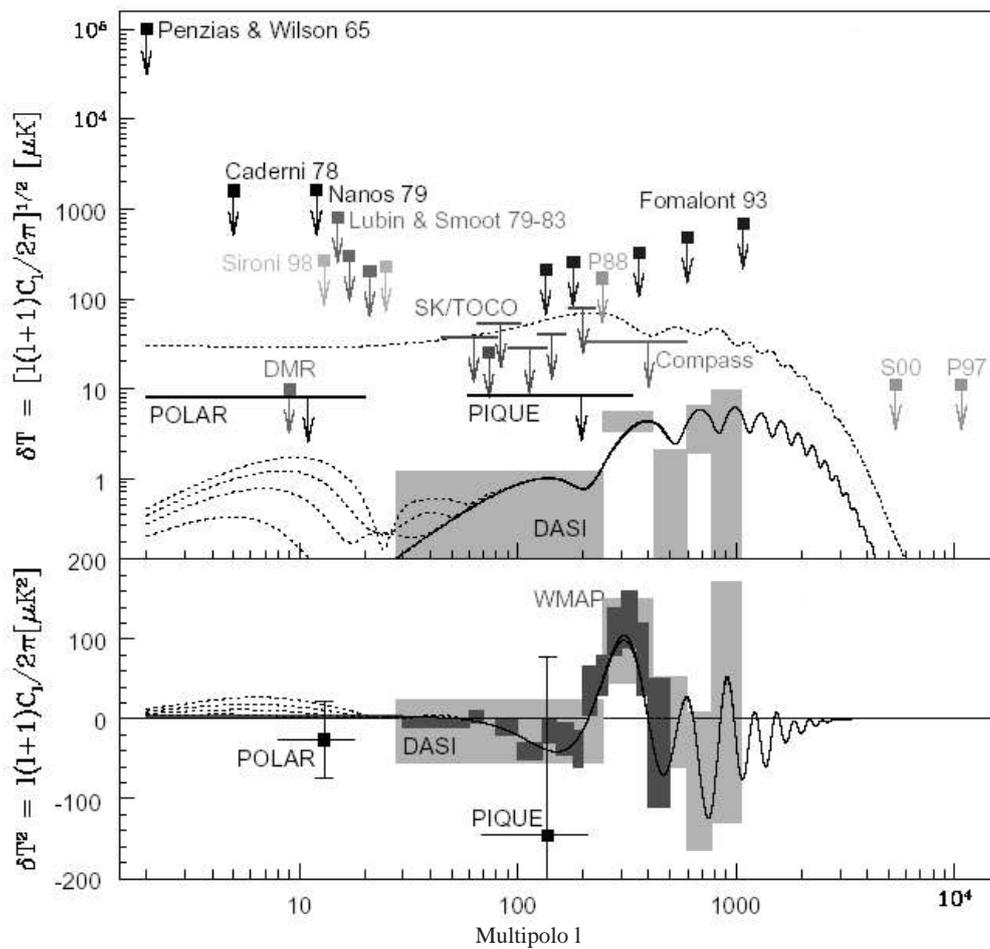


FIGURA 2.3- Limites superiores e detecções de polarização  $EE$  (gráfico superior) e  $TE$  (gráfico inferior) da RCFM obtidos no período de 1965 a 2004. FONTE: Adaptada de Oliveira-Costa (2005).



# CAPÍTULO 3

## INSTRUMENTAÇÃO

O White Mountain Polarimeter (WMPol) é um instrumento constituído por um telescópio e um detector de microondas que opera com dois radiômetros nas bandas Q (38 – 46 GHz) e W (82 – 98 GHz). O instrumento foi construído na Universidade da Califórnia, Santa Bárbara (Levy, 2006; Levy e Leonardi, 2006). Este capítulo descreve as principais características do telescópio, sistema de detecção e instrumentação auxiliar do WMPol.

### 3.1 Telescópio

O WMPol possui um telescópio do tipo gregoriano *off-axis* cujo sistema óptico é formado por um espelho primário parabólico e um espelho secundário elipsoidal de, respectivamente, 2,2 m e 0,90 m de diâmetro. O telescópio é idêntico ao utilizado pelo telescópio BEAST (Childers *et al.*, 2005; Figueiredo *et al.*, 2005). Os espelhos são dispostos de forma que um dos focos do secundário coincida com o foco do primário, enquanto que no outro foco do secundário estão posicionados os radiômetros.

O telescópio satisfaz à condição Dragone-Mizuguchi (Dragone, 1978; Mizuguchi *et al.*, 1978), a qual garante que um feixe simétrico não é distorcido pela óptica do instrumento e que não há correlação induzida entre as componentes de polarização. A condição Dragone-Mizuguchi exige que seja válida a relação

$$\tan \alpha = \left( \frac{e + 1}{1 - e} \right) \tan \beta, \quad (3.1)$$

em que  $2\alpha$  é o ângulo determinado pelo eixo óptico do telescópio e o eixo maior do secundário;  $2\beta$  é o ângulo determinado pelo eixo maior do secundário e o eixo de simetria do primário;  $e$  é a excentricidade do espelho secundário. A Tabela 3.1 fornece características da óptica do WMPol. A Figura 4.12 contém uma ilustração esquemática da óptica do WMPol.

O telescópio foi montado no topo de uma plataforma de alumínio, apoiada sobre quatro cilindros. Uma engrenagem conectada a um dos cilindros e a um motor permite rotacionar a plataforma  $360^\circ$  em azimute. Essa mesma estrutura foi utilizada anteriormente no Pólo Sul para observar anisotropias da RCFM (Meinhold *et al.*, 1993). Um atuador permite movimentar o telescópio no intervalo entre  $30^\circ$  e  $50^\circ$  em elevação. A leitura da atitude do telescópio em azimute e elevação é realizada por dois codificadores absolutos. Dois clinômetros monitoram o ângulo de inclinação entre o plano do horizonte e duas

direções contidas no plano da plataforma e perpendiculares entre si. Folhas de *Mylar*<sup>1</sup> foram colocadas na lateral e nas partes superior e inferior do telescópio, visando minimizar incidência de radiação ambiente na óptica do instrumento. Quatro sensores monitoram a temperatura nos espelhos primário e secundário. As Figuras 3.2 e 3.3 mostram, respectivamente, a vista lateral e frontal do WMPol.

Uma fonte de alimentação ininterrupta<sup>2</sup> fornece toda a alimentação elétrica necessária para o funcionamento do telescópio, bem como para o sistema de detecção, sistema de refrigeração e bomba de vácuo.

### 3.2 Sistema de detecção

Os detectores de microondas do WMPol são constituídos por dois polarímetros nas bandas Q (38 – 46 GHz) e W (82 – 98 GHz). O WMPol é um instrumento de pseudo-correlação, semelhante ao WMAP<sup>3</sup> (Jarosik *et al.*, 2003) e ao Planck LFI<sup>4</sup> (Seiffert *et al.*, 2002). Esse tipo de projeto tem como principal finalidade reduzir ruído  $1/f$  proveniente da eletrônica do instrumento.

No sistema de detecção do WMPol, a radiação incidente nas cornetas é separada por um OMT<sup>5</sup> em duas componentes perpendiculares linearmente polarizadas. Essas componentes são acopladas entre si por *Hybrid Tees*, cada sinal resultante percorre uma das pernas do circuito. Amplificadores HEMT<sup>6</sup> de baixo ruído amplificam o sinal. Uma mudança de 180° na fase do sinal de uma das pernas é realizada por um seletor de fase a uma frequência ajustável entre 100 – 250 Hz. Um detector quadrático detecta o sinal resultante e a diferença entre o sinal de cada uma das pernas é integrada e registrada.

Seiffert *et al.* (2002) fornecem um modelo analítico para a arquitetura de pseudo-correlação. Sejam  $x(t)$  e  $y(t)$ , respectivamente, a voltagem, no instante  $t$ , induzida pela componente horizontal e vertical da radiação proveniente do OMT. Então, a voltagem  $V$  do sinal de saída, de uma das pernas do sistema de detecção, é dada por

$$V = \frac{g}{2} \left[ \left( \frac{x^2 + y^2}{2} + n_1^2 \right) G_1^2(t) + \left( \frac{x^2 + y^2}{2} + n_2^2 \right) G_2^2(t) \pm (x^2 - y^2) G_1^2(t) G_2^2(t) \right], \quad (3.2)$$

em que  $g$  representa o ganho do diodo,  $n_i$  o ruído dos amplificadores e  $G_i$  o ganho dos

<sup>1</sup>Filme de poliéster biaxialmente orientado de poli (tereftalato de etileno).

<sup>2</sup>UPS (*Uninterruptible Power Supply*)

<sup>3</sup>*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, NASA

<sup>4</sup>*Planck Low Frequency Instrument*, ESA

<sup>5</sup>*OrthoMode Transducer*

<sup>6</sup>*High Electron Mobility Transistor*

amplificadores. A escolha do símbolo  $\pm$  depende da mudança aplicada na fase do sinal ( $0 \leftrightarrow +, \pi \leftrightarrow -$ ). Quando uma mudança de  $180^\circ$  na fase é aplicada em apenas uma das pernas do circuito, enquanto a configuração no restante de ambas as pernas é mantida idêntica, a Equação 3.2 implica

$$V_1 - V_2 \propto x^2 - y^2 \propto Q, \quad (3.3)$$

em que  $V_1$  e  $V_2$  representam o sinal em cada uma das pernas do circuito e  $Q$  é o parâmetro de Stokes no referencial do OMT. Para garantir a validade da Equação 3.3, atenuadores variáveis são instalados em ambas as pernas visando minimizar discrepâncias entre o ganho dos amplificadores. O sistema de detecção do WMPol é ilustrado na Figura 3.4.

O modelo descrito pela Equação 3.2 supõe que o circuito é composto por componentes ideais e que não há correlação temporal induzida entre as quantidades  $x$ ,  $y$ ,  $n_1$  e  $n_2$ . Na prática, desempenho não ideal das componentes do circuito pode complicar e comprometer o sistema de detecção. Por exemplo, amplificadores HEMT introduzem pequenas variações de fase que causam mistura nas componentes  $x(t)$  e  $y(t)$  e diminuem a razão sinal/ruído do instrumento. Flutuações no ganho e no ruído  $1/f$  também resultam em efeitos sistemáticos instrumentais.

### 3.3 Cornetas

O WMPol utiliza cornetas escalares corrugadas para coletar radiação proveniente da óptica do instrumento e conduzi-la para o sistema de detecção. As cornetas foram manufaturadas na Itália utilizando um projeto corrugado simétrico que proporciona baixa mistura entre as componentes de polarização, baixa perda de sinal nas frequências da banda e rejeição de lóbulos laterais do feixe (Villa *et al.*, 1997, 1998). As principais características das cornetas corrugadas do WMPol são listadas na Tabela 3.2. A Figura 3.5 mostra um modelo para o feixe dos polarímetros utilizando-se a óptica e cornetas do WMPol.

### 3.4 Sistema de refrigeração

O WMPol utiliza um sistema criogênico de refrigeração de dois estágios, com hélio líquido como agente refrigerante, para refrigerar as componentes do sistema de detecção que devem operar a baixas temperaturas.

Os polarímetros foram colocados no interior de um *dewar*. O primeiro estágio do sistema de refrigeração mantém a camada externa ao *dewar* a cerca de 70 K. O segundo estágio,

mantém a camada interna ao *dewar* a 30 K. Uma bomba de vácuo é utilizada para gerar e monitorar vácuo no interior do *dewar*, o qual é mantido a aproximadamente 10 mtorr.

Os detectores apontam para a óptica do instrumento através de uma janela circular de *Mylar* de 10,8 cm de diâmetro e 50  $\mu\text{m}$  de espessura. A temperatura de antena da janela nas bandas Q e W foi medida como, respectivamente,  $(1 \pm 1)$  K e  $(3 \pm 1)$  K. Um filtro de poliestireno de 0,3 cm de espessura foi colocado entre a parte posterior da janela e os detectores, para bloquear radiação no infravermelho e reduzir a temperatura no interior do *dewar*. A Figura 3.6 mostra a vista interna do *dewar* do WMPol.

Toda a eletrônica do circuito externa ao *dewar* é mantida no interior de uma câmara de alumínio. Para reduzir ruído, o *dewar* é eletricamente isolado do telescópio. Um circuito de diodos funciona como fio terra para prevenir descargas eletrostáticas no *dewar* e no circuito de detecção.

### 3.5 Calibrador automático

Uma estrutura motorizada, montada no topo do *dewar*, permite movimentar uma moldura de fibra de vidro, situá-la entre o *dewar* e o espelho secundário e mantê-la fixa em um ângulo de  $45^\circ$  em relação ao plano focal dos polarímetros. A moldura suporta um filme dielétrico que produz um sinal polarizado, repetível, e que é utilizado para calibrar o instrumento conforme discutido na Seção 5.6. A Figura 3.7 mostra o posicionamento do calibrador automático no WMPol.

### 3.6 Cúpula

O WMPol foi abrigado no interior de uma cúpula semi-esférica situada em um terreno plano com vista para o pico de White Mountain<sup>7</sup>. A cúpula foi instalada em WMRS em 1976 durante um estudo para escolha de um sítio astronômico para hospedar o telescópio Keck (hoje alojado em Mauna Kea, Havaí). A base da cúpula possui 5,6 metros de diâmetro e foi montada no alto de uma instalação funcional em formato cilíndrico, com 24,6 m<sup>2</sup> de área útil, utilizada como espaço de trabalho e depósito de equipamentos. A altura da instalação é idêntica ao raio da cúpula. O WMPol observa o céu através de uma abertura na cúpula, de 2,07 m de largura, que permite observar o céu do zênite até  $20^\circ$  em elevação. As coordenadas geodésicas da cúpula, fornecidas por GPS<sup>8</sup>, são  $118^\circ 14' 19''$  W longitude,  $37^\circ 35' 21''$  N latitude, 3880 m altitude.

---

<sup>7</sup>White Mountain é a terceira montanha mais alta do estado da Califórnia, cujo pico situa-se a 4342 metros de altitude

<sup>8</sup>Global Positioning System

A cúpula apoia-se em um trilho motorizado e pode ser rotacionada  $360^\circ$  em azimute. Um outro mecanismo permite abrir e fechar a janela da abertura da cúpula. A Figura 3.8 é uma foto da instalação funcional e cúpula em WMRS. A Figura 3.9 mostra o posicionamento do WMPol no interior da cúpula.

### 3.7 Sistema de controle e comunicação

Um PC permite operar a atitude do telescópio, o ganho do instrumento, o armazenamento de dados, o funcionamento da *webcam* e da câmera CCD, o sistema de calibração, a bomba de vácuo, o sistema de refrigeração e a cúpula (abrir/fechar). O PC podia ser acessado remotamente via internet, o que permitia operar o telescópio quando não havia pessoal de apoio na cúpula. Em situações de emergência, nas quais a internet não estava disponível, um sistema comercial de automação permitia enviar sinais de ligar/desligar, via telefone, às várias componentes da instrumentação. Na prática, o sistema remoto de controle era utilizado com bastante frequência para abrir e fechar a cúpula, evitando assim possíveis danos à instrumentação que poderiam ser ocasionados por más condições climáticas.

### 3.8 Discussão

O WMPol foi concebido, construído e testado pela UCSB para detectar polarização da RCFM. O experimento é baseado em polarímetros HEMT e o telescópio é idêntico ao utilizado com sucesso em um experimento anterior de detecção de anisotropias da RCFM. Em 2004, foi realizada uma campanha de observação utilizando-se o instrumento descrito neste capítulo. Os detalhes da campanha, os dados coletados, a análise realizada e os resultados obtidos são descritos no restante deste trabalho.

O WMPol é mais um experimento que se soma ao esforço coletivo da comunidade científica para detectar polarização da RCFM. Visando ilustrar esse esforço, a Tabela 3.3 compara algumas características do WMPol com as de outros experimentos recentes em solo para detecção de polarização da RCFM.

TABELA 3.1- Principais características da óptica do WMPol.

Comprimento focal do primário (mm)	1250,0
Comprimento máximo do primário (direção vertical) (mm)	2200,0
Comprimento mínimo do primário (direção horizontal) (mm)	1966,1
Semi-eixo maior do secundário (mm)	886,7
Semi-eixo menor do secundário (mm)	853,4
Comprimento focal do secundário (mm)	240,7
Excentricidade do secundário	0,2714
Ângulo $2\alpha$	58,2°
Ângulo $2\beta$	35,4°

TABELA 3.2- Principais características das cornetas corrugadas.

	Banda Q	Banda W
Ângulo de abertura (graus)	7	7
Diâmetro da abertura (mm)	27,16	12,08
Profundidade da corrugação de abertura (mm)	1,9	0,88
Largura da corrugação de abertura (mm)	1,45	0,67
Diâmetro da garganta (mm)	9,04	2,972
Profundidade da corrugação na garganta (mm)	3,55	1,51
Largura da corrugação na garganta (mm)	1,45	0,13
Número de corrugações	34	37
Separação entre corrugações (mm)	2,17	1,00
Perda de retorno (dB)	< -35	< -35
FWHM (graus)	20	20
Lóbulos laterais (dB)	< -30	< -30

TABELA 3.3- Comparação entre o WMPol e outros experimentos em solo para detecção de polarização da RCFM. Adaptada de Oliveira-Costa (2005).

Experimento	FWHM (minutos de arco)	Frequências (GHz)	Detector	Sensibilidade (mK $\sqrt{s}$ )	Região do céu	Local
BICEP	60, 42	100, 150	Bolômetro	0,3	$-25^\circ < \delta < -5^\circ$	Pólo Sul
CAPMAP	4	30, 90	HEMT	1	$\delta > 89^\circ$	New Jersey
CBI	45	30	HEMT		$(40^\circ)^2$	Atacama
DASI		26 – 36	HEMT			Pólo Sul
Polatron	3	100	Bolômetro	8	Anel/PNC	OVRO
QUEST	4	100, 150	Bolômetro	0,3		
WMPol	12, 24	42, 90	HEMT	3	PNC	WMRS

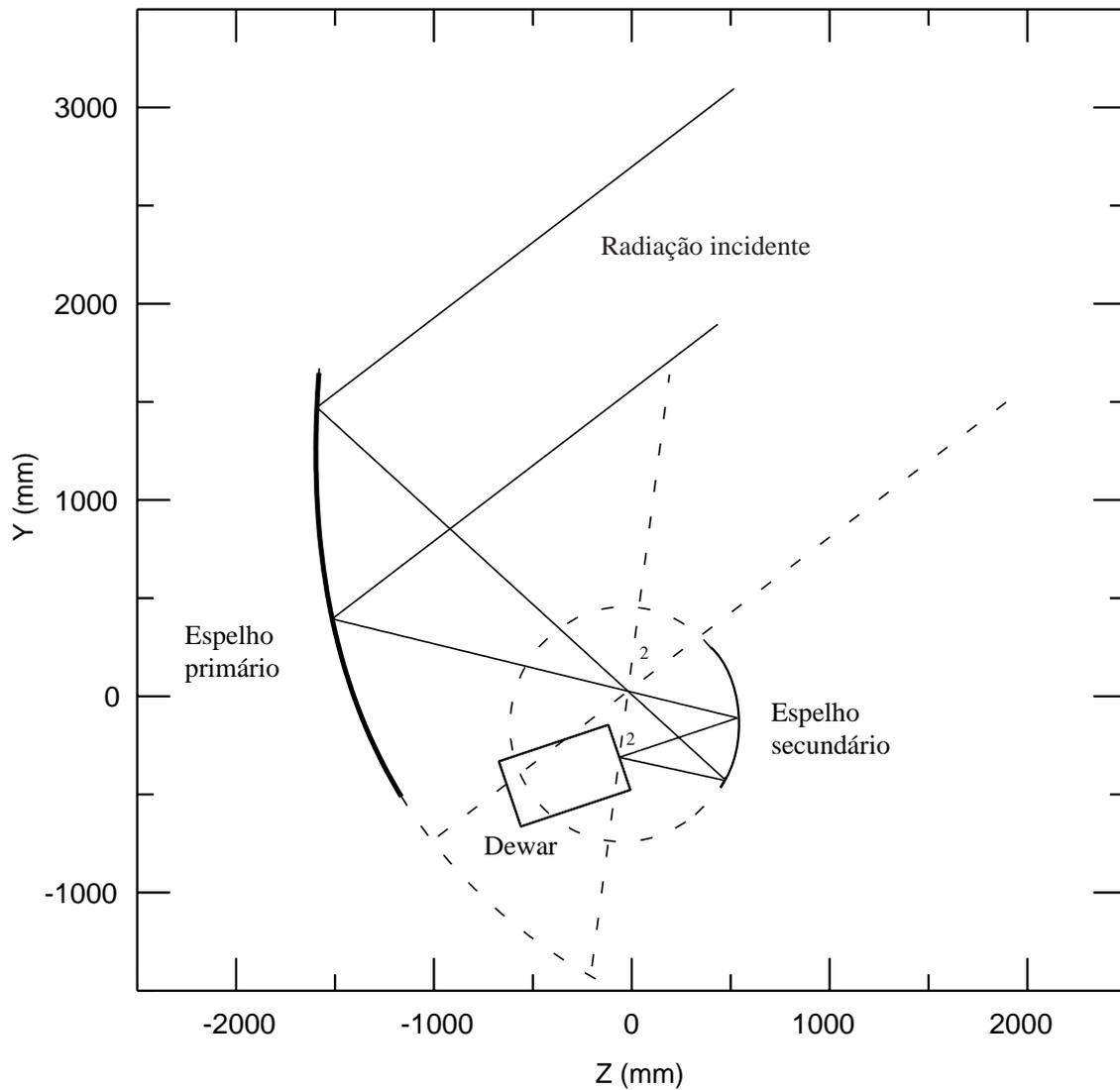


FIGURA 3.1- Óptica do WMPol. Os espelhos são dispostos de forma que um dos focos do secundário coincida com o foco do primário, enquanto que no outro foco do secundário estão posicionados os radiômetros. A radiação incidente no espelho primário é refletida para o secundário e deste para os radiômetros no *dewar*.

FONTE: Adaptada de Figueiredo *et al.* (2005).

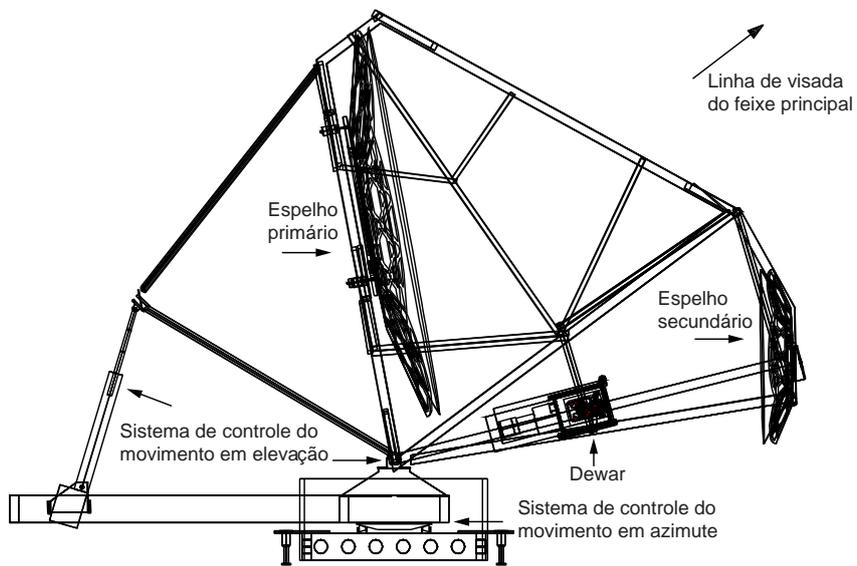


FIGURA 3.2- Vista lateral do WMPol.

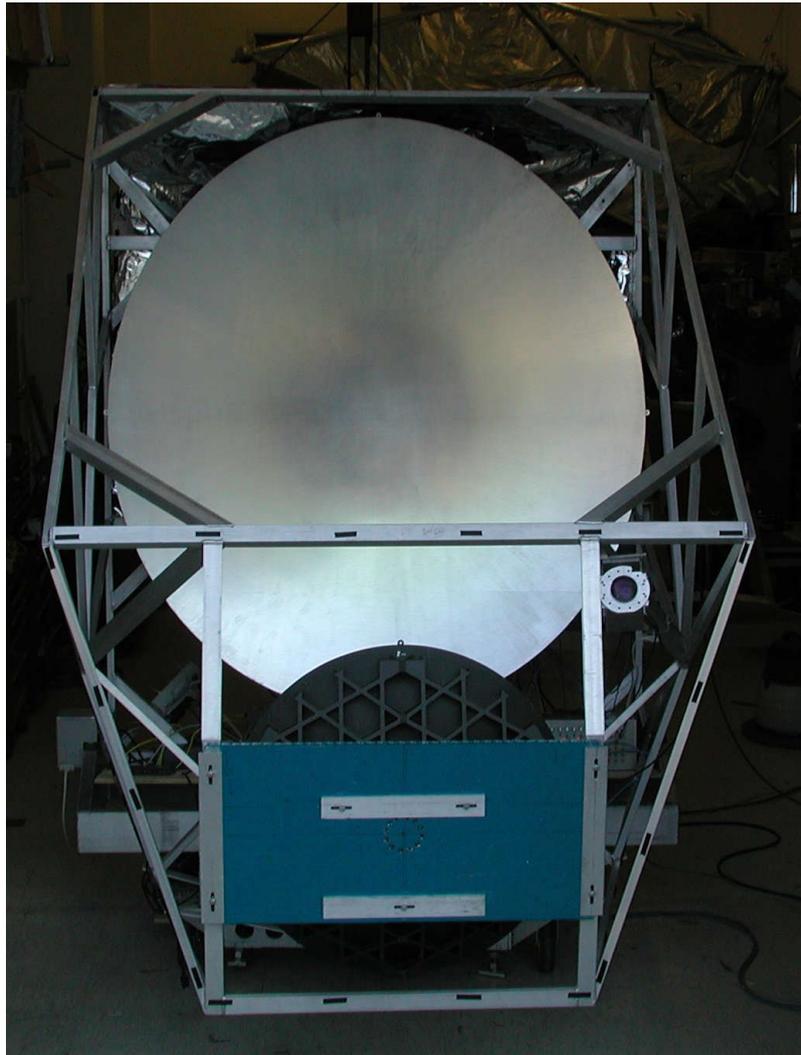


FIGURA 3.3- Vista frontal do WMPol.

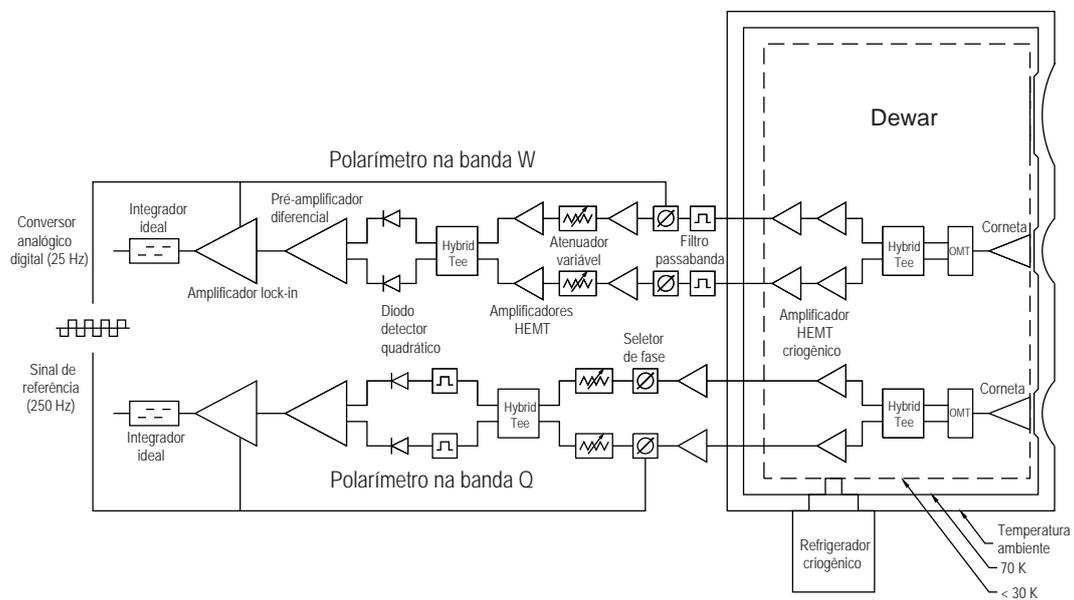


FIGURA 3.4- Sistema de detecção do WMPol.

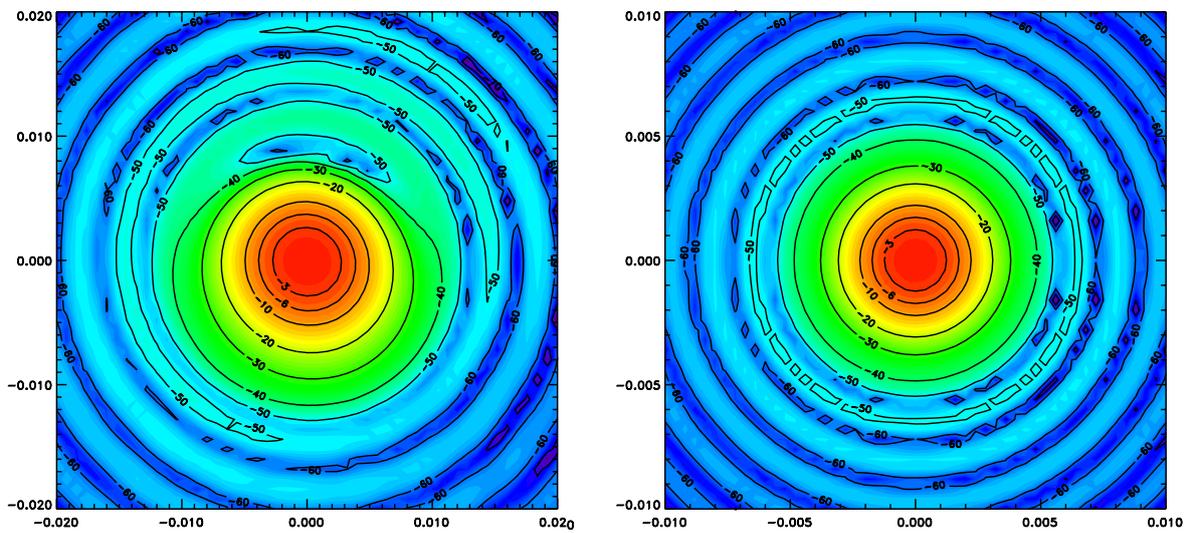


FIGURA 3.5- À esquerda, curvas de contorno para um modelo monocromático em 41,5 GHz do feixe do polarímetro na banda Q. À direita, modelo em 92,5 GHz para a banda W. O eixo vertical é alinhado com ângulo de azimute; o eixo horizontal é alinhado com elevação. A área mostrada para o feixe Q corresponde a uma área do céu de  $1,15^\circ \times 1,15^\circ$ . A área para W corresponde a  $0,575^\circ \times 0,575^\circ$ . As primeiras três curvas de contornos, próximas ao centro, situam-se a  $-3$  dB,  $-6$  dB e  $-10$  dB em relação ao pico central. Os valores médios de FWHM para os feixes modelados Q e W são, respectivamente, 18,5 e 8,5 minutos de arco.

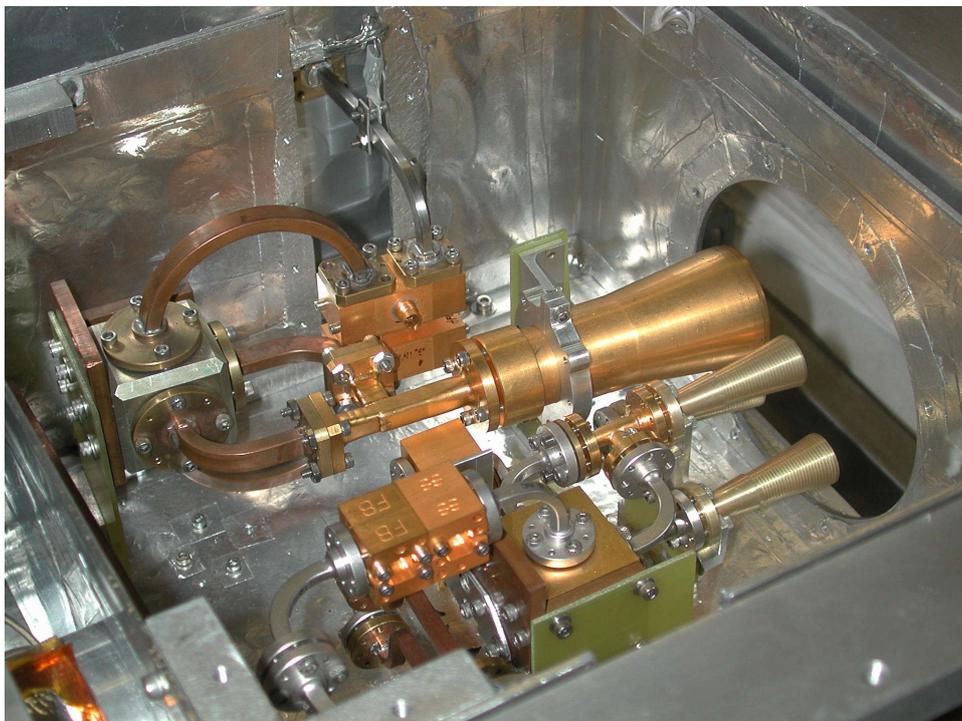


FIGURA 3.6- Vista interna do *dewar* do WMPol. A corneta do polarímetro na banda W é alinhada com o eixo óptico do telescópio. Devido a uma inclinação no plano focal, a corneta na banda Q é inclinada  $4^\circ$  em relação ao eixo óptico.

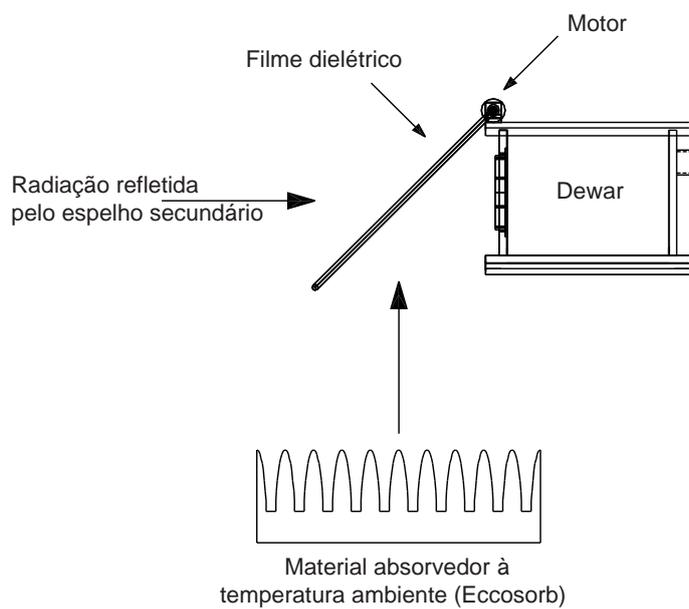


FIGURA 3.7- Esquema ilustrativo do mecanismo para calibração automática. Um motor permite posicionar um filme dielétrico entre o *dewar* e o espelho secundário. Radiação proveniente da óptica do instrumento e do material absorvedor geram um sinal polarizado, repetível, que ocorre devido às características de reflexão do filme. Após calibração, o motor posiciona o filme acima do *dewar* e longe da óptica do instrumento. Para calibração manual, a moldura é substituída por uma grade composta por fios de cobre.



FIGURA 3.8- Em setembro de 2003, o WMPol foi instalado nesta cúpula em Barcroft, CA. Uma *webcam* foi posicionada na pequena janela retangular localizada no canto superior direito da cúpula. As coordenadas geográficas da cúpula são:  $37^{\circ}35'21''$  de latitude Norte e  $118^{\circ}14'19''$  longitude Oeste. A cúpula situa-se a 3880 m de altitude.

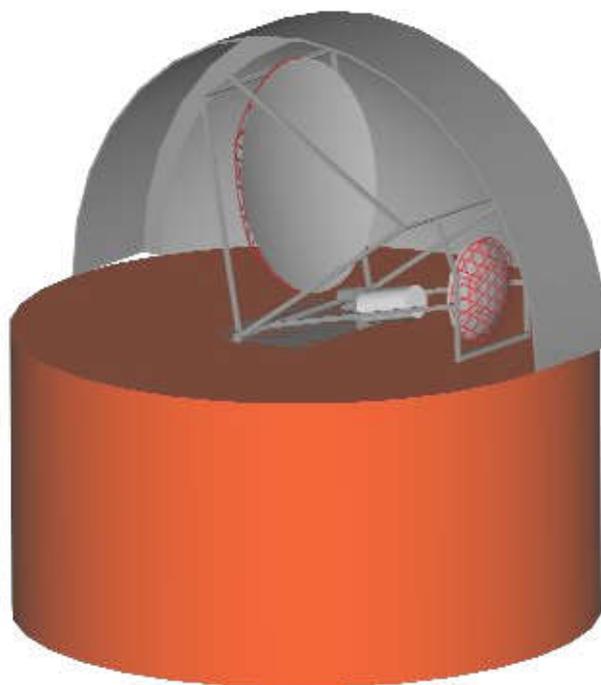


FIGURA 3.9- Vista interna da cúpula mostrando o posicionamento do WMPol.

## CAPÍTULO 4

### SÍTIO ASTRONÔMICO

White Mountain Research Station (WMRS) é uma unidade de pesquisa multidisciplinar da Universidade da Califórnia. WMRS possui três estações de pesquisa localizadas nas proximidades da cidade de Bishop, CA, EUA. Em setembro de 2003, o WMPol foi instalado em uma cúpula situada a 3880 m de altitude na estação de pesquisa Barcroft (longitude  $118^{\circ}14'19''$  W, latitude  $37^{\circ}35'21''$  N). Este capítulo descreve medidas radiométricas e meteorológicas que auxiliaram a operação do WMPol e que foram utilizadas para caracterizar as condições em WMRS para astronomia em microondas (Marvil *et al.*, 2006).

#### 4.1 O sítio astronômico WMRS

Barcroft foi escolhida devido à sua elevada altitude, boa infraestrutura e relativa proximidade à UCSB ( $\simeq 650$  km). Uma estrada parcialmente pavimentada permite fácil acesso a Barcroft durante o fim da primavera e início do outono (Hemisfério Norte). Nas outras épocas do ano, é necessário o uso de Sno-Cat para completar o trajeto final sobre a neve e gelo. O tempo necessário para se realizar o percurso Bishop-Barcroft é de aproximadamente 2 horas de carro, e cerca de 4 horas de Sno-Cat.

Diversos instrumentos foram instalados para monitorar as condições meteorológicas na estação. Esses dados foram utilizados para caracterizar o sítio astronômico, operar remotamente o telescópio e auxiliar a análise das observações do WMPol.

No decorrer do período de 22/09/2003 a 04/11/2004, uma estação meteorológica, instalada a poucos metros da cúpula, foi utilizada para medir temperatura, umidade relativa<sup>1</sup>, pressão barométrica e velocidade do vento. Em 23/03/2004, um sensor para medição de intensidade solar foi também instalado na cúpula. Um monitor óptico coletou imagens do céu para monitorar nuvens. Visando melhor caracterizar o sítio astronômico, dados coletados em 2001 por um outro instrumento foram utilizados para estimar opacidade atmosférica. Os principais resultados obtidos são apresentados neste capítulo.

#### 4.2 Temperatura em WMRS

No período de setembro de 2003 a novembro de 2004, a temperatura média registrada pela estação meteorológica próxima à cúpula do WMPol foi de  $-2,2^{\circ}\text{C}$ , com um máximo de  $16,8^{\circ}\text{C}$  e mínimo de  $-24,0^{\circ}\text{C}$ . A maior variação diária registrada foi de  $8^{\circ}\text{C}$ . A Figura

---

<sup>1</sup>Razão entre umidade absoluta do ar e umidade absoluta do ar em seu ponto de saturação.

4.1 ilustra a estatística da temperatura em WMRS durante o período de aquisição de dados do WMPol.

### 4.3 Velocidade do vento em WMRS

A estação meteorológica registra a velocidade média e velocidade máxima do vento a cada intervalo de 10 minutos. A velocidade média registrada foi de 18 km/h, com um máximo registrado de 122 km/h. Durante 11% do tempo, a velocidade máxima excedeu 48 km/h. Esse valor foi considerado crítico para manutenção do telescópio. A cúpula era fechada e a aquisição de dados interrompida sempre que a velocidade excedia 48 km/h. A Figura 4.2 é um histograma acumulado que mostra a velocidade média do vento durante a campanha de observação do WMPol. A título de comparação, no período de maio de 1995 até abril de 1996, Mauna Kea (Havaí) registrou velocidade média de 16 km/h e máxima de 103 km/h; Chajnantor (Chile) registrou média e máxima de, respectivamente, 22 km/h e 117 km/h (Holdaway *et al.*, 1996).

### 4.4 Insolação em WMRS

Um sensor sensível à radiação no intervalo de comprimentos de onda de 300 nm a 1100 nm (visível e infravermelho próximo) foi utilizado para medição da insolação no período de 23/03/2004 a 04/11/2004. A Figura 4.3 compara a insolação entre dois dias consecutivos, o primeiro ensolarado, o segundo parcialmente nublado. Utilizando-se esse conjunto de dados, pode-se inferir o número de dias não nublados em WMRS. Primeiro, integra-se a insolação para cada dia. Dias não nublados são utilizados para estimar a insolação máxima em WMRS no decorrer do ano. Todos os dias são então comparados com o dia claro mais próximo e a razão entre insolação medida e insolação máxima prevista é calculada. Por exemplo, em 67% dos dias da campanha de observação, a insolação foi maior ou igual a 80% do máximo previsto. A Figura 4.4 ilustra a insolação em WMRS durante a campanha de observação. A Figura 4.5 mostra a fração de dias contidos por fração de insolação máxima.

### 4.5 Nuvens em WMRS

Uma *webcam* foi instalada na cúpula para monitorar uma região do céu de aproximadamente  $30^\circ \times 40^\circ$ , próxima ao Pólo Norte Celeste. Sempre que possível, imagens ópticas foram registradas a cada 10 minutos. No período de 05/10/2003 a 09/11/2004, registraram-se 35.787 imagens, as quais foram visualmente classificadas em cinco categorias: “noite”, “dia claro”, “dia pouco nublado” (nuvens cobrem  $\lesssim 50\%$  do céu), “dia muito nublado” (nuvens cobrem  $\gtrsim 50\%$  do céu), “dia nublado”. A Tabela 4.1 mostra a percenta-

gem de fotos classificadas de acordo com cada categoria. O desvio padrão dos dados dos polarímetros nas bandas Q e W, calculados a cada 20 minutos, correlaciona-se com a presença de nuvens inferida a partir das imagens. Cada categoria de imagens é exemplificada nas Figuras 4.6, 4.7, 4.8 e 4.9. A Figura 4.10 ilustra a correlação mencionada.

O céu diurno foi considerado aceitável para observação quando as imagens obtidas eram classificadas em “dia claro” ou “dia pouco nublado”. Utilizando-se esse critério, o céu foi considerado aceitável para observação durante 71% do tempo compreendido entre o período de outubro 2003 a novembro de 2004. Essa estimativa é consistente com a fração de dias claros inferida dos dados de insolação. A título de comparação, Mauna Kea, La Silla e Cerro Tololo e Las Palmas, registram, respectivamente, 67%, 82% e 75% de noites consideradas aceitáveis para observações astronômicas por ano (ESPAS, 2003).

TABELA 4.1- Percentagem por categoria das imagens ópticas diurnas no período de outubro de 2003 a novembro de 2004.

Céu claro	42%
Nuvens cobrem $\lesssim$ 50% do céu	30%
Nuvens cobrem $\gtrsim$ 50% do céu	14%
Céu completamente nublado	14%

## 4.6 Temperatura do céu em microndas em WMRS

O WMPol mediu a temperatura do céu em microondas varrendo a esfera celeste em elevação e mantendo-se o azimute constante. Foram realizadas 8 varreduras, em dias e noites opticamente claros, variando-se a elevação do telescópio de 32° a 48° em um período de 10 minutos. Cada observação foi ajustada ao modelo

$$T = T_s + \frac{T_z}{\sin \theta}, \quad (4.1)$$

em que  $T$  é o sinal calibrado do radiômetro,  $T_s$  a temperatura de ruído do sistema,  $T_z$  a temperatura do céu no zênite e  $\theta$  é o ângulo de elevação. A temperatura média de antena do céu nas bandas Q e W obtida com esse procedimento foi de, respectivamente,  $9,0 \pm 0,2$  K e  $10,0 \pm 0,6$  K. A Tabela 4.2 contém todas as medidas da temperatura do céu em WMRS obtidas com o WMPol. Um exemplo de dados obtidos durante uma varredura é mostrado na Figura 4.11. Os resultados obtidos são consistentes com medidas reportadas em Childers *et al.* (2005) e Bersanelli *et al.* (1995).

## 4.7 Modelo de emissão atmosférica em microondas

A emissão atmosférica em microondas foi modelada utilizando-se um catálogo<sup>2</sup> da atmosfera padrão nos EUA (Pickett *et al.*, 1998). A emissão atmosférica nas bandas observadas pelo WMPol é dominada por linhas de água (H<sub>2</sub>O), oxigênio (O<sub>2</sub>) e ozônio (O<sub>3</sub>). Adotando-se um valor padrão para a densidade de vapor d'água ao nível do mar como sendo 10 g/m<sup>3</sup>, as medidas de temperatura do céu obtidas pelo WMPol ajustam-se bem a um modelo de Zhevakin-Naumov para emissão atmosférica composto unicamente por linhas de água (Zhevakin e Naumov, 1967). A Figura 4.12 mostra esse modelo da emissão atmosférica a 3,9 km de altitude na linha de visada do WMPol. Estimativas para emissão da RCFM, O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub> e a localização das bandas Q e W do WMPol também são mostradas no gráfico.

## 4.8 Opacidade atmosférica em 225 GHz em WMRS

Um radiômetro, cedido pelo NRAO<sup>3</sup>, foi utilizado para estimar a opacidade atmosférica<sup>4</sup>, em 225 GHz, no zênite de WMRS. O radiômetro NRAO possui uma largura de banda de 500 MHz, sensibilidade de 0,2 K√s e compara o sinal do céu com o sinal de um calibrador estável mantido a 318 K (McKinnon, 1987). Medidas da opacidade média do céu foram realizadas a cada 10 minutos no decorrer de 49 dias, entre 12/09/2001 e 30/10/2001, durante 95% do tempo disponível para observação. Esses dados não foram obtidos durante a campanha de observação do WMPol, e foram cedidos pela UCSB para melhor caracterização das condições em WMRS para astronomia em microondas.

Conforme discutido no Apêndice B, o radiômetro NRAO permite estimar opacidade atmosférica usando a relação

$$\tau_{225} \approx -\ln\left(\frac{G \cdot V_z + T_a - T_c}{T_a}\right), \quad (4.2)$$

em que  $\tau_{225}$  é a opacidade média no zênite em 225 GHz,  $T_a$  é a temperatura média da atmosfera,  $T_c$  é a temperatura do calibrador,  $V_z$  o sinal diferencial do radiômetro no zênite ( $V_z \propto T_c - T_a$ ) e  $G$  o ganho do instrumento.

Opacidade mediana a 225 GHz foi estimada em 0,11 (quartis: 25%, 0,077; 50%, 0,112; 75%, 0,155). De acordo com o conjunto de dados, a atmosfera tornou-se mais opaca no

---

<sup>2</sup>*Jet Propulsion Lab line catalog*

<sup>3</sup>*National Radio Astronomy Observatory*

<sup>4</sup>No contexto deste trabalho, o termo “opacidade” é utilizado como sinônimo de “profundidade óptica”, i.e., a integral do coeficiente linear de absorção atmosférica, devido a absorção e espalhamento da radiação, ao longo de um trajeto vertical.

período de 17 h a 20 h (horário local). A Figura 4.13 mostra a opacidade  $\tau_{225}$  medida em função da hora local.

## 4.9 Precipitação de água em WMRS

Opacidade atmosférica em 225 GHz é dominada por vapor d'água (sendo que há uma “pequena”<sup>5</sup> contribuição devida a oxigênio). A opacidade devida a vapor d'água é proporcional à quantidade de água precipitável na atmosfera. Portanto, medidas locais de opacidade podem ser utilizadas para estimar o valor de vapor d'água precipitável no sítio astronômico, i.e., a quantidade de água, expressa em altura de coluna d'água, que pode ser recolhida se todo o vapor d'água contido numa determinada coluna da atmosfera, de seção horizontal unitária, fosse condensado e precipitado. A precipitação de água foi estimada utilizando-se dados do radiômetro NRAO e da estação meteorológica.

### 4.9.1 Uso do radiômetro NRAO na estimativa da precipitação de água

O modelo de emissão atmosférica, descrito na Seção 4.7, foi utilizado para calcular o valor de vapor d'água precipitável  $l_{\text{pwv}}$  em WMRS em função da densidade de vapor d'água ao nível do mar  $\rho_0$ . Um ajuste linear por mínimos quadrados para a relação encontrada é dado por

$$l_{\text{pwv}} = (0,174 \text{ mm m}^3 \text{ g}^{-1}) \rho_0 \quad (4.3)$$

em que  $l_{\text{pwv}}$  é expresso em mm e  $\rho_0$  em  $\text{g/m}^3$ . Variando-se  $\rho_0$  e integrando-se o resultado na banda do radiômetro NRAO, encontrou-se a relação

$$\tau_{225} = (0,0571 \text{ mm}^{-1}) l_{\text{pwv}} + 0,003. \quad (4.4)$$

Finalmente, aplicando-se essa relação aos dados do radiômetro NRAO, obtém-se 2,05 mm para a mediana de  $l_{\text{pwv}}$ .

### 4.9.2 Uso de estação meteorológica na estimativa da precipitação de água

O valor de vapor d'água precipitável em WMRS foi também estimado utilizando-se medidas locais de temperatura e umidade relativa fornecidas pela estação meteorológica instalada próxima à cúpula do WMPol.

Para se obter a pressão local de  $\text{H}_2\text{O}$  em WMRS, utilizou-se a Equação de Magnus-Teten,

---

<sup>5</sup>Em 225 GHz, a opacidade a 3,9 km de altitude devida a  $\text{O}_2$  é  $\sim 20$  vezes menor que a devida a  $\text{H}_2\text{O}$ ; a opacidade devida a  $\text{O}_3$  é  $\sim 400$  vezes menor que a de  $\text{H}_2\text{O}$ .

dada por

$$\log_{10} P_{vp} = \frac{7,5T_{po}}{T_{po} + 273,3} + 0,7858, \quad (4.5)$$

em que  $P_{vp}$  é a pressão de H<sub>2</sub>O em hPa e  $T_{po}$  é a temperatura do ponto de orvalho<sup>6</sup> em °C (Murray, 1967).

Um modelo atmosférico fornecido em Allen (1973) estabelece que

$$l_{pwv} = 2,1P_{vp}(h)10^{-h/22}, \quad (4.6)$$

em que  $h$  é altura em km e  $P_{vp}$  é a pressão de H<sub>2</sub>O na altura  $h$  em mmHg. Aplicando-se essa relação aos dados da estação meteorológica, obtêm-se os quartis: 25%, 1,15 mm; 50%, 1,75 mm; 75%, 2,45 mm. A título de comparação, em 1995 Mauna Kea (Havaí) registrou 2,2 mm para a mediana de  $l_{pwv}$  (ESPAS, 2003).

### 4.9.3 Comparação entre dois métodos para estimativa da precipitação de água

No método descrito na Seção 4.9.1, deve-se medir a opacidade com o radiômetro NRAO e utilizar a Equação 4.4 para estimar a precipitação de água  $l_{pwv}^{nrao}$ . No método na Seção 4.9.2, deve-se medir a temperatura do ponto de orvalho com uma estação meteorológica e utilizar as Equações 4.5 e 4.6 para estimar a precipitação de água  $l_{pwv}^{po}$ . Utilizando medidas<sup>7</sup> da temperatura do ponto de orvalho obtidas durante o mesmo período em que o radiômetro NRAO operou em WMRS, pôde-se comparar e correlacionar estimativas obtidas com ambos os métodos. Um ajuste linear, contendo a origem, de  $l_{pwv}^{nrao}$  versus  $l_{pwv}^{po}$  sugere que o método NRAO fornece estimativas da precipitação água que são 12% maiores do que as obtidas com a temperatura do ponto de orvalho.

## 4.10 Previsão de transmissão atmosférica em WMRS

As medidas de precipitação de água foram utilizadas no modelo de emissão atmosférica, descrito na Seção 4.7, para prever a transmissão atmosférica em WMRS. A previsão adotando-se 1,75 mm para a mediana de  $l_{pwv}$ , de acordo com os dados obtidos com a estação atmosférica, é ilustrada na Figura 4.14. A Tabela 4.3 apresenta uma comparação entre medidas de opacidade em 225 GHz obtidas em WMRS e medidas reportadas em outros sítios astronômicos. A Tabela 4.4 mostra a previsão de opacidade para outras

<sup>6</sup>Temperatura na qual o vapor d'água, contido numa porção de ar à pressão barométrica constante sofre condensação. O ponto de orvalho é estimado na estação meteorológica, a partir das medidas de temperatura  $T$  e umidade relativa  $UR$ , através da relação  $T_{po} = \frac{b\gamma}{a-\gamma}$ , em que  $\gamma = aT/(b+T) + \ln HR$ ,  $a = 17,27$  e  $b = 237,7^\circ\text{C}$ .

<sup>7</sup>Dados coletados pela estação meteorológica do Experimento BEAST e cedidos para esta comparação.

bandas.

#### 4.11 Discussão

Durante cerca de 90% do tempo monitorado, a velocidade do vento foi baixa o suficiente para permitir observações com o WMPol. Durante cerca de 70% do tempo diurno monitorado, o céu apresentou-se opticamente claro. A temperatura do céu nas bandas Q e W está de acordo com o modelo de emissão do céu em microondas para uma precipitação local de água de 1,7 mm. Essas características fazem de WMRS um bom sítio astronômico para observações do céu nas bandas Q e W. Além disso, mostrou-se que estimativas de precipitação de água inferidas a partir de medidas radiométricas correlacionam-se bem com estimativas inferidas a partir de medidas meteorológicas. Finalmente, opacidade e transmissão atmosférica em microondas em WMRS foram estimadas a partir de medidas locais.

WMRS vem sendo utilizada há vários anos para abrigar experimentos de RCFM (Smoot *et al.*, 1983, 1985, 1987; Kogut *et al.*, 1988; Levin *et al.*, 1988; Amici *et al.*, 1988; Bersanelli *et al.*, 1989; Amici *et al.*, 1990; Bensadoun *et al.*, 1993; Meinhold *et al.*, 2005; Mejía *et al.*, 2005; O'Dwyer *et al.*, 2005; Levy, 2006; Donzelli *et al.*, 2006) sem que suas condições para astronomia em microondas tivessem sido sistematicamente caracterizadas. Por esse motivo, já existia uma demanda para este trabalho. O WMPol ofereceu uma excelente oportunidade para que o estudo das condições em WMRS, para observações do céu em microondas, fosse finalmente realizado. WMRS irá abrigar outros experimentos de RCFM no futuro, e.g. Leonardi *et al.* (2006), que certamente serão beneficiados com os resultados aqui descritos.

TABELA 4.2- Temperatura do céu em WMRS nas bandas Q e W.

Data	Hora local	$T_Q$ (K)	$T_W$ (K)
22/04/04	14	10,1	9,6
24/04/04	19	8,8	10,5
22/05/04	19	8,1	10,7
13/07/04	23	9,1	12,2
31/08/04	0	9,0	9,1
31/08/04	0	8,9	8,9
31/08/04	1	9,2	12,9
03/09/04	23	7,9	8,6

TABELA 4.3- Quartis para opacidade atmosférica em 225 GHz para WMRS e outros sítios astronômicos.

Sítio <sup>8</sup>	$\tau$ 25%	$\tau$ 50%	$\tau$ 75%
WMRS Barcroft <sup>a</sup>	0,079	0,112	0,156
WMRS Barcroft <sup>b</sup>	0,069	0,103	0,143
Mauna Kea <sup>c</sup>	0,064	0,103	0,179
Chajnantor <sup>c</sup>	0,036	0,061	0,115
Pólo Sul <sup>c</sup>	0,043	0,053	0,066

TABELA 4.4- Previsão de opacidade atmosférica e temperatura do céu para diversas bandas do espectro em microondas.

Banda (GHz)	$\tau$ 25%	$\tau$ 50%	$\tau$ 75%	$T_{zenite}$ 25% (K)	$T_{zenite}$ 50% (K)	$T_{zenite}$ 75% (K)
26–36	0,0134	0,0142	0,0153	3,22	3,41	3,68
38–46	0,0373	0,0383	0,0396	8,77	9,01	9,34
81–98	0,0393	0,0436	0,0494	9,34	10,40	11,80
135–165	0,0457	0,0603	0,0797	11,12	14,60	19,14
198–242	0,0766	0,1050	0,1440	18,42	25,01	33,48
252–308	0,1110	0,1550	0,2130	26,14	35,72	47,75
335–365	0,2500	0,3500	0,4900	54,38	66,54	94,16

<sup>8</sup>Nota: <sup>a</sup> Estimativa obtida com o radiômetro NRAO. <sup>b</sup> Estimativa obtida com a estação meteorológica.  
<sup>c</sup> Valores reportados em Radford e Chamberlin (2000).

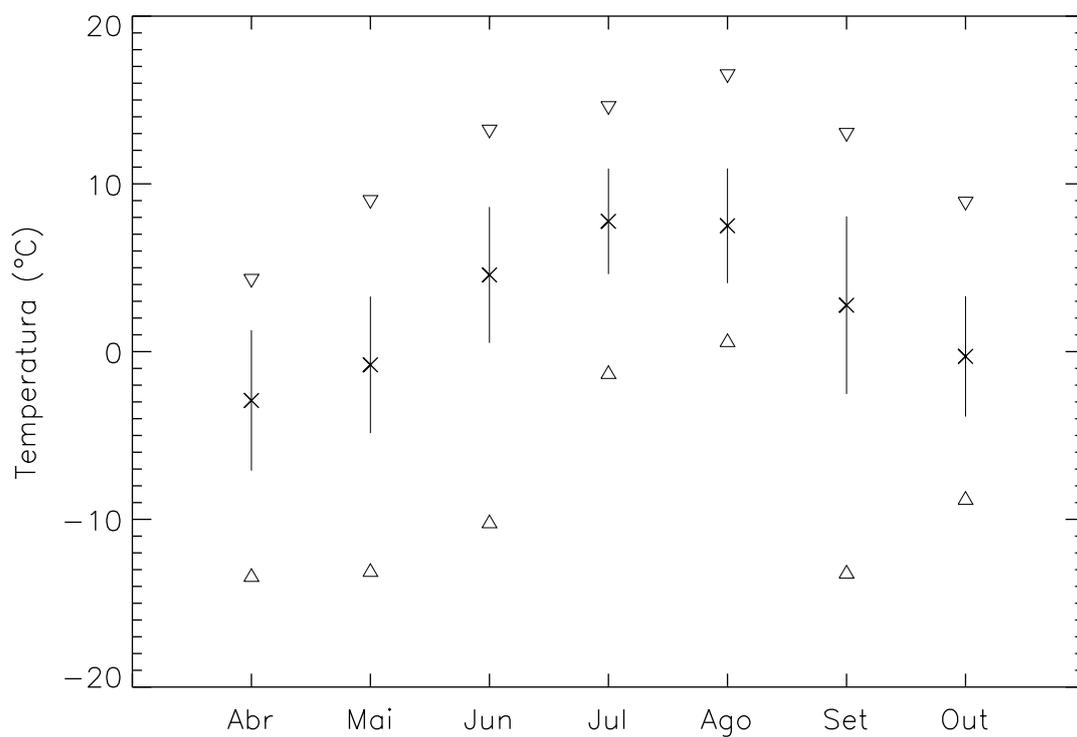


FIGURA 4.1- Média, desvio padrão, mínimo e máximo da temperatura registrada pela estação meteorológica próxima à cúpula do WMPol durante a campanha de observação. A temperatura foi amostrada em intervalos regulares de 10 minutos durante 178 dias consecutivos.

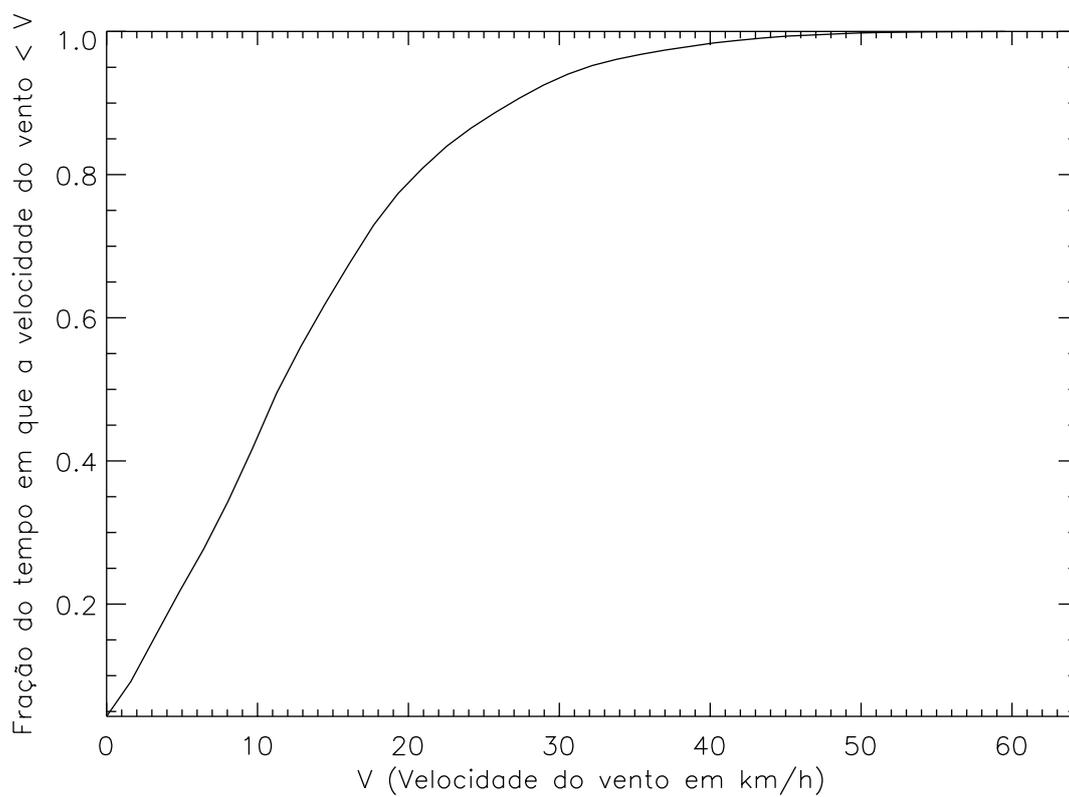


FIGURA 4.2- Histograma acumulado da velocidade do vento registrada pela estação meteorológica próxima à cúpula do WMPol durante a campanha de observação. A velocidade média do vento foi amostrada em intervalos regulares de 10 minutos durante 178 dias consecutivos.

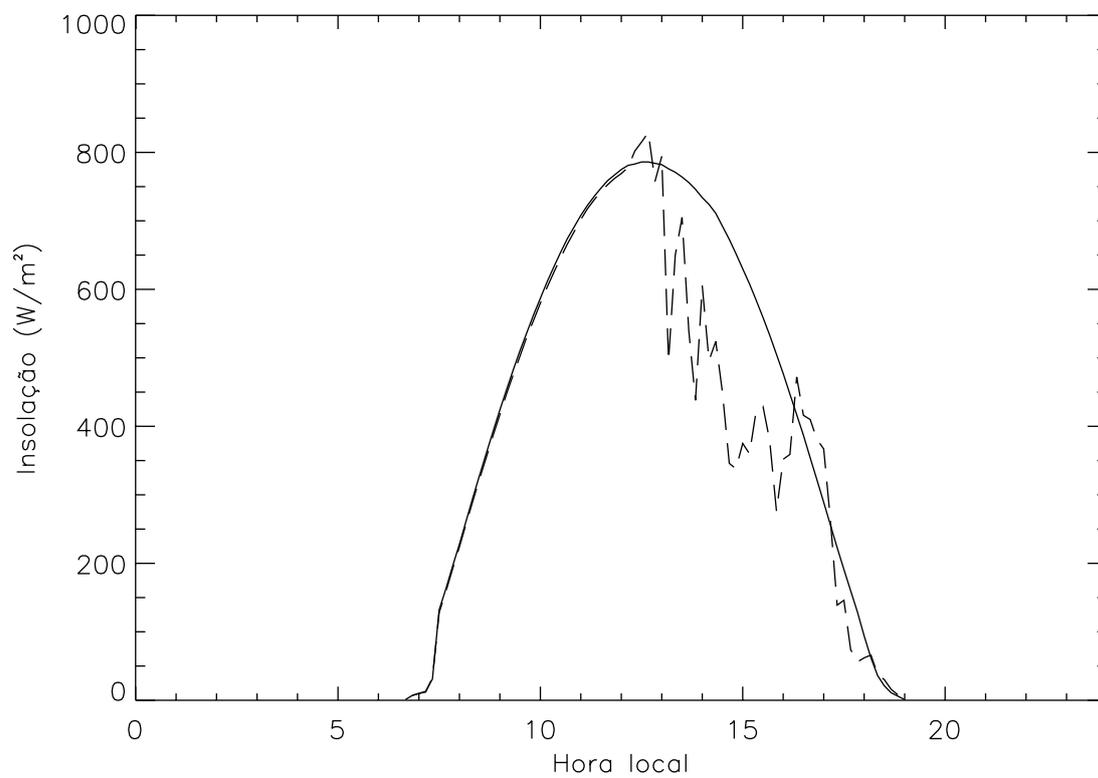


FIGURA 4.3- Insolação em WMRS medida em dois dias consecutivos. A linha contínua corresponde a um dia ensolarado (27/09/2004). A linha pontilhada corresponde a um dia parcialmente nublado (28/09/2004). As Figuras 4.6, 4.7 e 4.8 mostram imagens do céu em ambos os dias.

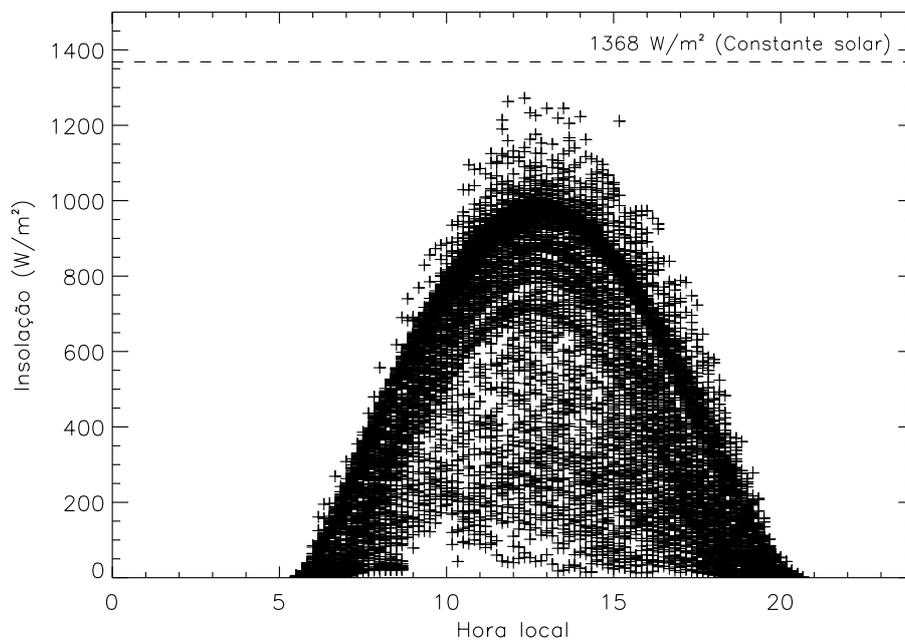


FIGURA 4.4- Insolação em WMRS durante a campanha de observação. A linha pontilhada indica o valor da constante solar como referência.

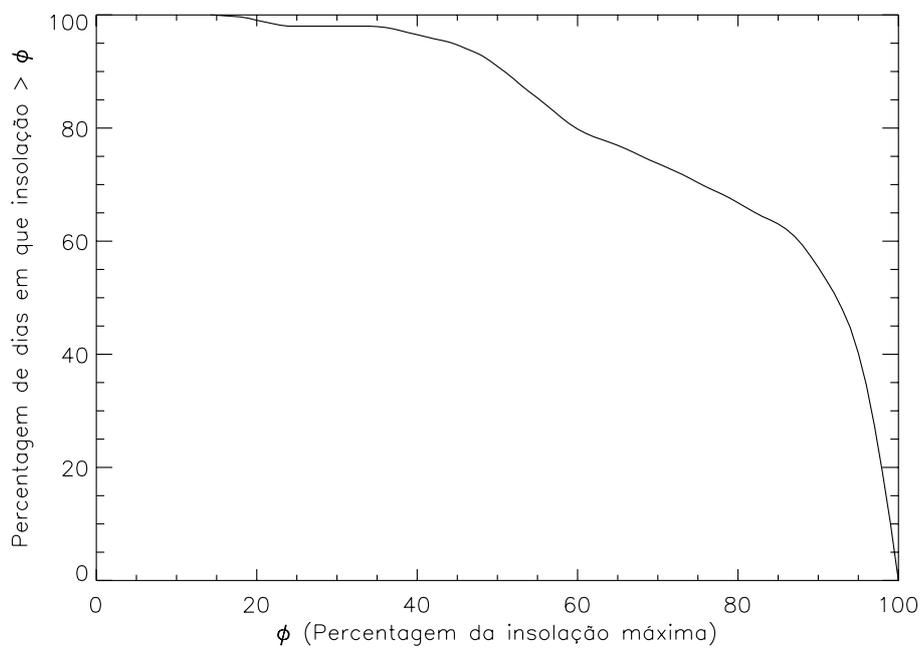


FIGURA 4.5- Histograma acumulado da insolação durante a campanha de observação. A insolação média foi amostrada em intervalos regulares de 10 minutos durante 178 dias consecutivos.



FIGURA 4.6- Exemplo de uma imagem classificada como dia “claro”. A direção determinada pelo Pólo Norte Celeste ( $0^\circ$  azimuth,  $37,6^\circ$  elevação) situa-se aproximadamente acima do pico de White Mountain. No canto inferior direito pode-se ler a hora local e data do instante em que a imagem foi obtida.



FIGURA 4.7- Exemplo de uma imagem classificada como dia “pouco nublado”.



FIGURA 4.8- Exemplo de uma imagem classificada como dia “muito nublado”.



FIGURA 4.9- Exemplo de uma imagem classificada como dia “nublado”.

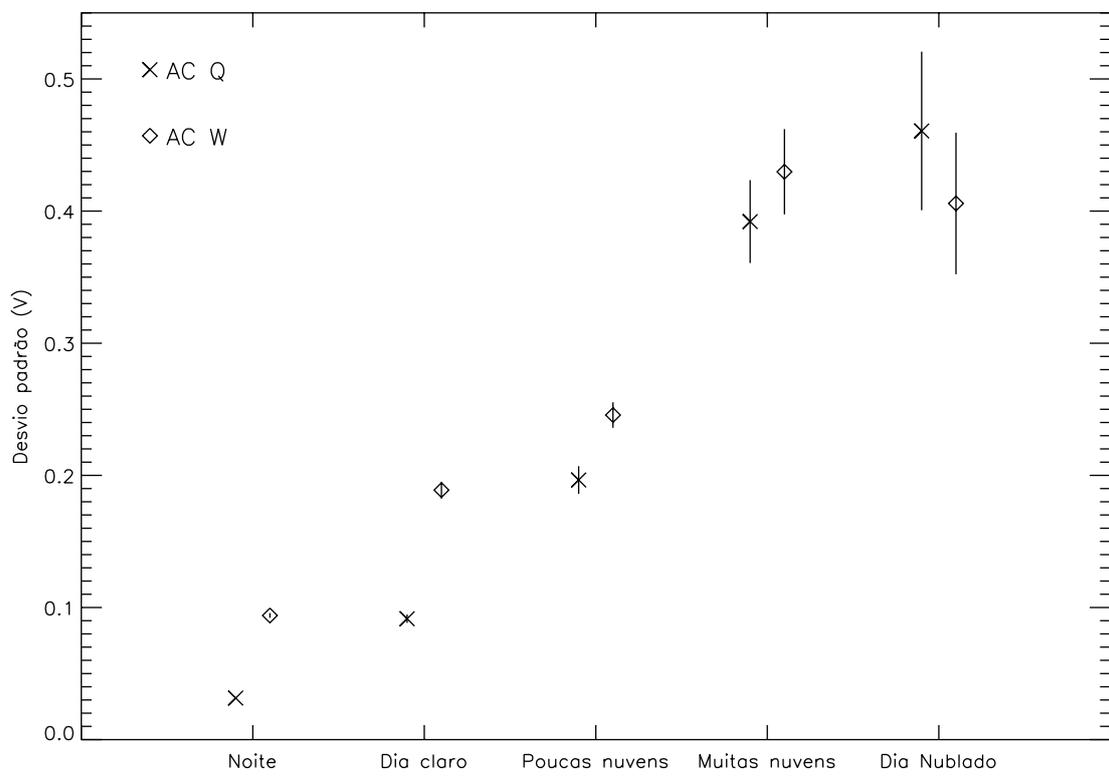


FIGURA 4.10- Correlação entre desvio padrão do sinal não calibrado e classificação visual das imagens da *webcam*.

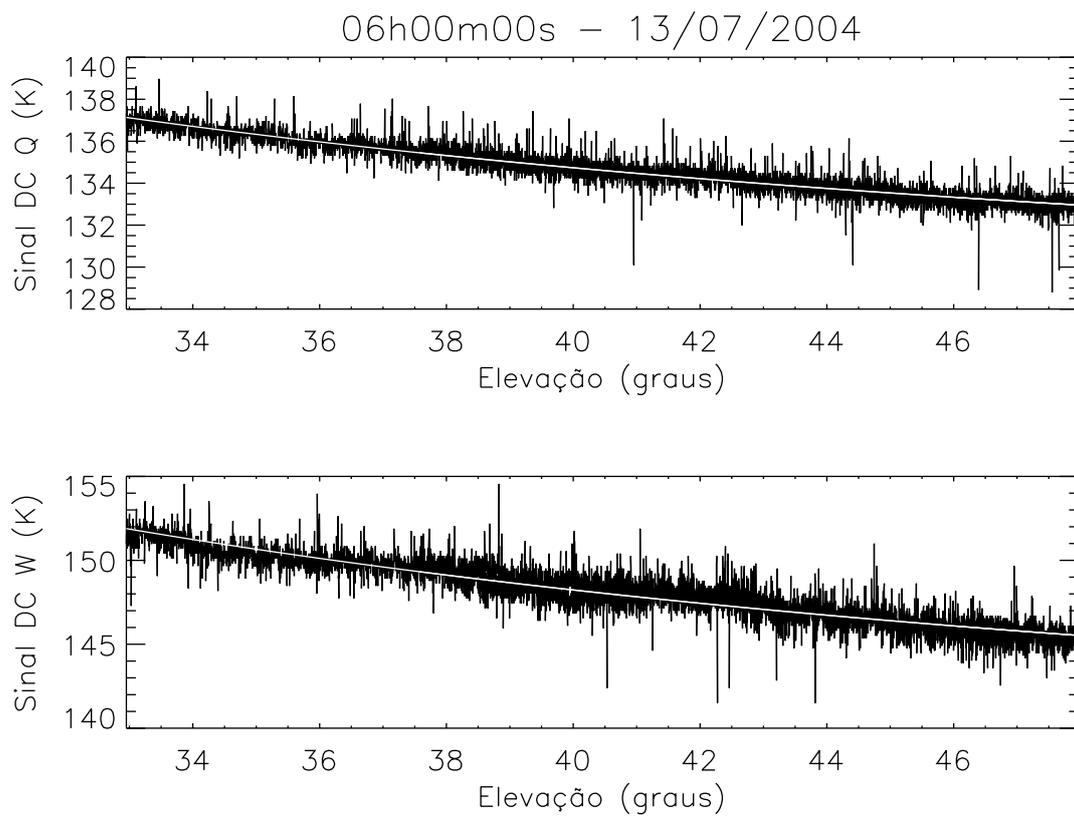


FIGURA 4.11- Exemplo de varredura do céu em elevação para estimar a temperatura de antena do céu. O melhor ajuste do modelo dado pela Equação 4.1 é também mostrado no gráfico.

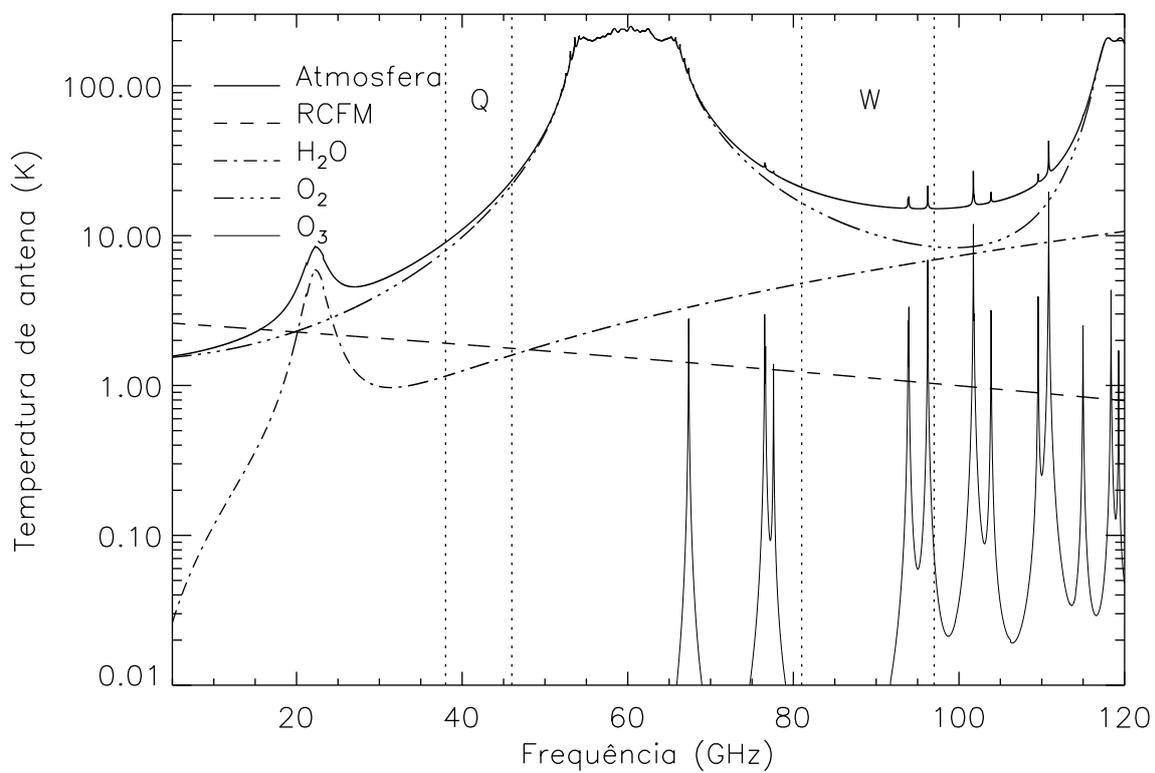


FIGURA 4.12- Modelo da emissão atmosférica a 3,9 km de altitude na linha de visada do WMPol. Estimativas para emissão da RCFM, H<sub>2</sub>O, O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub> e a localização das bandas Q e W do WMPol também são mostradas no gráfico.

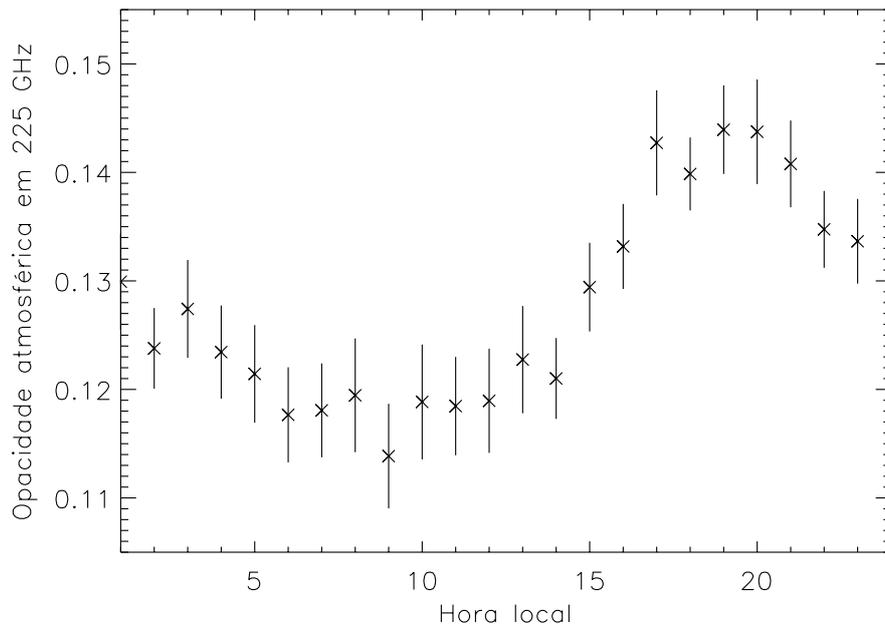


FIGURA 4.13- Opacidade atmosférica  $\tau_{225}$  medida com o radiômetro NRAO em função da hora local. Opacidade média do céu foi amostrada a cada 10 minutos entre 12/09/2001 e 30/10/2001.

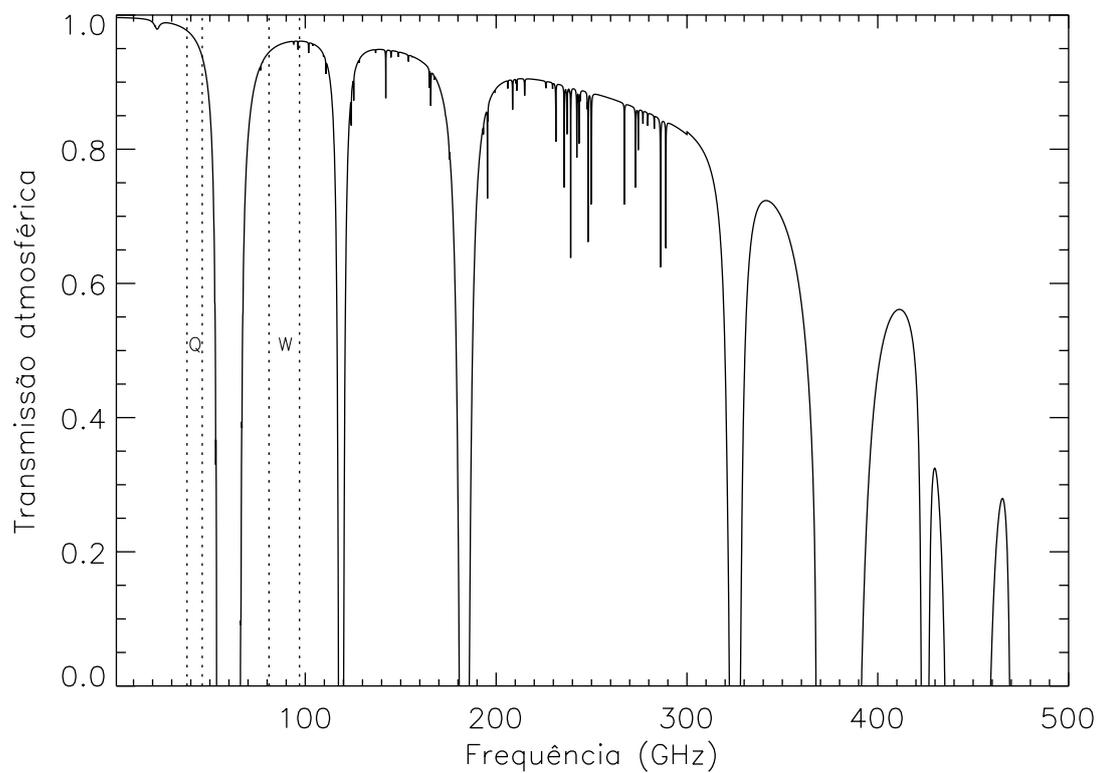


FIGURA 4.14- Previsão de transmissão atmosférica em microondas em WMRS supondo 1,75 mm para a mediana de  $l_{pWV}$ , de acordo com os dados obtidos com a estação atmosférica. A localização das bandas Q e W do WMPol também é mostrada no gráfico.

## CAPÍTULO 5

### AQUISIÇÃO E ANÁLISE DE DADOS

O WMPol observou uma região do céu, ao redor do Pólo Norte Celeste (PNC), de aproximadamente 6 graus quadrados. Este capítulo descreve a campanha de observação e a análise dos dados adquiridos pelo WMPol no referido período.

#### 5.1 Aquisição de dados

A aquisição de dados do WMPol ocorreu no período de 23/04/2004 a 17/10/2004. A duração total da campanha foi de 178 dias. No decorrer desse período, para cada polarímetro, foram coletadas 2169 horas de dados brutos, incluindo-se observações do céu ao redor do PNC e dados obtidos para caracterização do instrumento (apontamento, feixe, sensibilidade, ruído e calibração). Esse conjunto de dados é constituído de  $\simeq 1,7 \times 10^8$  amostras por polarímetro. Existem dois subconjuntos de dados. O primeiro foi obtido entre 23 abril a 24 de maio de 2004 a uma taxa de amostragem de 10 Hz e constitui 24% do tempo total de integração. O segundo, obtido a partir de 24 maio até 17 de outubro de 2004, foi adquirido a uma taxa de amostragem de 25 Hz e contém 76% do tempo de integração. A mudança na taxa de amostragem foi realizada empiricamente com o propósito de reduzir o ruído  $1/f$  de ambas as bandas. Em adição aos dados dos polarímetros, também foram coletados dados para monitoramento do desempenho do instrumento e das condições climáticas em WMRS.

O WMPol não operou durante 49% do período de aquisição de dados. A seguir apresenta-se uma lista dos problemas relevantes que causaram interrompimento na aquisição de dados do WMPol:

- relâmpagos causaram o interrompimento do sistema de controle remoto do telescópio resultando na perda de 955 horas do tempo de observação;
- más condições climáticas (chuva, neve e ventania) obrigaram o fechamento da cúpula por 615 horas;
- a cada duas semanas foi necessário reciclar o sistema de resfriamento do telescópio resultando na perda de 147 horas do tempo de observação pois o sistema de aquisição estava à temperatura ambiente;
- diversos problemas técnicos e mecânicos resultaram na perda de 121 horas do tempo de observação;

- interrupção no fornecimento de energia elétrica em WMRS resultou na perda de 71 horas do tempo de observação;
- manutenção e testes do telescópio resultaram em perda de 194 horas do tempo de observação.

A aquisição de dados foi interrompida na segunda quinzena de outubro devido ao fechamento de WMRS durante o inverno.

## 5.2 Descrição dos dados

As 2169 horas de observação foram armazenadas em 7268 arquivos FITS<sup>1</sup>, sendo que 5902 arquivos contêm 20 minutos de dados cada e 1366 contêm, em média, 8,85 minutos cada. Os arquivos fornecem data da observação, tempo, azimute, elevação, ângulos dos clinômetros, sinal não calibrado dos polarímetros, sinal DC<sup>2</sup> não calibrado de cada uma das pernas dos polarímetros, ganho manual do instrumento em ambas as bandas, temperatura nos espelhos principal e secundário, temperatura ambiente no interior da cúpula e temperatura criogênica do sistema de refrigeração. A Figura 5.1 mostra a série temporal de dados, para ambos os polarímetros, no decorrer dos 178 dias da campanha de observação.

## 5.3 Seleção de dados

Para cada arquivo e polarímetro, obteve-se espectro de potência, nível de ruído branco, calibração, condições meteorológicas e outras informações úteis para classificar os dados. Para cada arquivo e grandeza registrada, foram calculadas número de amostras, média, mediana, variância, mínimo e máximo. Esse procedimento permitiu investigar o desempenho do instrumento no decorrer da campanha de observação, correlacionar o sinal dos polarímetros com os diversos sensores de ganho e temperatura e selecionar dados para produzir mapas do céu.

Por motivos variados, 27% dos dados obtidos na banda Q e 44% dos dados na banda W foram rejeitados e excluídos de posterior análise, restando 1573 horas de dados brutos na banda Q e 1205 horas de dados na banda W que foram utilizados para produzir mapas do céu. A seguir é apresentada uma lista dos problemas relevantes encontrados:

- 130 horas foram excluídas de ambas as bandas por terem sido adquiridas com

---

<sup>1</sup>*Flexible Image Transport System*

<sup>2</sup>Sinal de cada uma das pernas do circuito, após ganho de  $\times 100$ , porém antes de completar o estágio de pré-amplificação diferencial. Este sinal não se beneficia da redução de ruído  $1/f$ , proporcionada pelo design de pseudo-correlação, mas é eventualmente utilizado durante testes do instrumento.

o propósito de determinar apontamento, calibração e feixe do instrumento.

- 188 horas na banda Q e 468 horas na banda W foram excluídas por causa de saturação no sinal devida ao Sol brilhando na abertura da cúpula.
- 174 horas na banda Q e 295 horas na banda W foram excluídas devido a flutuações anormais no nível médio de sinal e excesso de ruído. A Figura 5.2 é um exemplo desse tipo de problema.
- 92 horas na banda Q e 65 horas na banda W foram excluídas por terem sido adquiridas em condições climáticas não ideais (chuva, neve e tempo nublado).
- 12 horas na banda Q e 6 horas na banda W foram excluídas por problemas técnicos (o sistema de resfriamento do telescópio não estava operando à temperatura ideal).

## 5.4 Estratégia de varredura

A varredura do céu foi realizada em azimute mantendo-se a elevação do telescópio constante. O WMPol foi mantido a uma elevação de  $37,6^\circ$  e o céu foi varrido  $\pm 45'$  em azimute, ao redor do PNC, com um período de 10 segundos. Devido à rotação do céu, essa varredura permite observar uma área circular centrada no PNC. Uma vantagem dessa varredura é que a contribuição da atmosfera permanece constante em pequenos intervalos de tempo. A região do céu observada nas bandas Q e W foi de, respectivamente, 5,5 graus quadrados e 1,1 grau quadrado. A diferença entre as áreas observadas é devida à separação angular entre as duas cornetas que é de  $53' \pm 1'$ . Ambas as áreas estão centradas no PNC.

O WMPol mede apenas o parâmetro de Stokes  $Q'$  no referencial determinado pelo OMT do instrumento. Os parâmetros de Stokes  $Q$  e  $U$ , expressos de acordo com a convenção da IAU, são relacionados com as medidas do WMPol por

$$Q' \propto Q \cos 2\psi + U \sin 2\psi, \quad (5.1)$$

em que  $\psi$  é o ângulo paralático medido a partir do norte em direção ao leste (i.e. o ângulo na interseção entre dois grandes círculos que passam pela direção observada, um contendo o PNC e o outro o zênite do WMPol). Devido à escolha da varredura do WMPol,  $\psi$  permanece constante e aproximadamente igual a zero durante a aquisição de dados. Portanto, na ausência de ruído, a Equação (5.1) permite interpretar  $Q' \simeq Q$ . Por esse motivo, as medidas de  $U$  obtidas pelo WMPol são desprezíveis e não foram levadas em consideração no restante da análise.

Na prática, diversos problemas podem comprometer a validade da hipótese expressa pela Equação 5.1, tais como desempenho não ideal das componentes do instrumento, não linearidade na resposta do sistema de detecção, feixe instrumental assimétrico, imperfeição na calibração e apontamento, presença de ruído não estacionário, ou contaminação de sinais não cosmológicos. A existência desses e outros efeitos devem ser levados em consideração durante a análise de erros sistemáticos.

## 5.5 Apontamento

Uma câmera óptica CCD, acoplada ao telescópio, registrava imagens numa região, de aproximadamente 5 graus quadrados, contendo a linha de visada dos feixes principais do WMPol. Essas imagens foram úteis para auxiliar a reconstrução do apontamento do telescópio usando como referência objetos visíveis a olho nú.

As imagens, com resolução de  $640 \times 480$  pixels, foram calibradas espacialmente utilizando objetos identificados ao redor de Vega e HIP 64241. Na imagem contendo Vega, foram identificados os objetos CSC 3105:1977, SAO 67133, SAO 67180 e SAO 67233. Na imagem contendo HIP 64241, foram identificados os objetos SAO 100439 e SAO 100458. Para cada objeto  $i$  obteve-se sua posição  $(x_i, y_i)$  no referencial pixelizado determinado pela câmera CCD. Para cada possível par de objetos  $ij$ , obteve-se sua separação angular  $\alpha_{ij}$  calculada de acordo com a posição do objeto em coordenadas ICRS<sup>3</sup> 2000. Para cada uma das 48 combinações possíveis entre pares de objetos (45 combinações entre pares na região contendo Vega, 3 na região contendo HIP64241), a calibração espacial foi estimada resolvendo-se o sistema dado por

$$\begin{cases} (\Delta x_{ij}^2 + \Delta y_{ij}^2) \cdot \alpha_{ij}^{-2} = 1, \\ (\Delta x_{kl}^2 + \Delta y_{kl}^2) \cdot \alpha_{kl}^{-2} = 1, \end{cases} \quad (5.2)$$

em que  $\Delta x_{ij} = x_i - x_j$  e  $\Delta y_{ij} = y_i - y_j$ . Esse procedimento permitiu obter a calibração espacial média, no referencial pixelizado da câmera, como sendo  $(15,0 \pm 0,3)$  segundos de arco por pixel. A Figura 5.3 mostra alguns dos objetos utilizados para calibração espacial.

Para determinar a direção de linha de visada de cada um dos polarímetros, foram realizadas três observações da Lua nas noites do 25/03/2004, 31/08/2004 e 28/09/2004. Simultaneamente aos dados coletados pelos radiômetros, imagens ópticas da Lua foram registradas, pela câmera CCD, a uma taxa de 1 imagem por segundo. Para cada imagem, o centróide da Lua foi obtido e sincronizado com o sinal não calibrado dos radiômetros

---

<sup>3</sup>*International Celestial Reference System*

obtido no mesmo instante da aquisição da imagem. Essas observações permitiram determinar a direção de linha de visada dos feixes principais, no referencial pixelizado da câmera, das bandas Q e W como sendo, respectivamente,  $(\bar{x}_Q, \bar{y}_Q) = (114, 280)$  e  $(\bar{x}_W, \bar{y}_W) = (327, 295)$ . A partir desse resultado, pode-se inferir a separação angular entre a localização dos feixes principais de ambas as bandas como sendo de  $(53 \pm 1)$  minutos de arco. As Figuras 5.4 e 5.5 mostram, respectivamente, um exemplo de uma série temporal contendo observações da Lua e a mesma série temporal representada no referencial pixelizado da câmera.

Sempre que possível, as estrelas Polaris e  $\lambda$  UMi foram observadas, à meia-noite no horário local, durante 10 minutos cada. Essas estrelas são facilmente localizadas próximas ao PNC e portanto sua escolha é adequada para reconstruir o apontamento do telescópio e determinar se ele não é alterado com o decorrer do tempo. Durante a campanha de observação, a câmera CCD registrou ambos objetos, a uma taxa de 1 imagem por minuto, em 35 noites não consecutivas. Eventuais ausências dos objetos nas imagens foram consideradas um indicativo de que o céu encontrava-se parcialmente nublado durante a observação. Foram selecionadas 70 imagens de cada um dos objetos (2 imagens por noite). Para cada imagem, obteve-se posição  $(x, y)$  (no referencial pixelizado da câmera), ascensão reta e declinação do objeto. A comparação entre posição do objeto no céu e a posição inferida a partir das leituras do WMPol de tempo, azimuth e elevação é utilizada para determinar o apontamento do WMPol. Esse procedimento permitiu descobrir um desalinhamento no apontamento do telescópio de  $(6,4 \pm 0,1)$  minutos de arco. Esse resultado inclui o desalinhamento entre a vertical da plataforma e o zênite, de  $(0,8 \pm 0,1)$  minutos de arco, que foi monitorado pelos clinômetros no decorrer da campanha de observação. Após correção do desalinhamento, a discrepância média entre a posição observada do objeto e a posição inferida a partir da leitura dos dados foi de  $(0,5 \pm 0,3)$  minutos de arco.

O conjunto desses efeitos (desalinhamento do telescópio, discrepância entre direção medida e direção observada dos objetos monitorados, incerteza na calibração espacial da câmera CCD, incerteza na posição e separação angular entre ambos os feixes) resultam em uma incerteza de  $\pm 3$  minutos de arco no apontamento na banda Q e  $\pm 2$  minutos de arco na banda W. A imprecisão no apontamento é significativamente menor do que o tamanho angular dos feixes do WMPol nas bandas Q e W.

Essa imprecisão de apontamento só é válida na região próxima ao PNC, não sendo válida para toda a esfera celeste. Devido ao fato do WMPol ter sido utilizado para monitorar apenas essa região, foi considerado desnecessário validar o apontamento em

toda e qualquer direção no céu. Por exemplo, foram realizadas observações da Lua e Tau A, longe da região do PNC, e esses dados puderam ser analisados sem que para isso tenha sido necessário conhecer a acurácia do apontamento.

## 5.6 Calibração

Duas técnicas distintas foram utilizadas para calibrar os polarímetros. A descrição de ambas é dada a seguir:

### 5.6.1 Calibração manual

Os polarímetros foram calibrados manualmente utilizando-se uma grade composta por fios de cobre de  $150 \mu\text{m}$  de diâmetro, cujos centros são espaçados  $635 \mu\text{m}$  entre si. A grade é colocada em frente à janela do *dewar* em um ângulo de inclinação de  $45^\circ$  com relação a ela. Os coeficientes de reflexão da grade são dados por

$$R_{\parallel} = \frac{1}{1 + \left[ \frac{2s}{\lambda} \ln\left(\frac{s}{\pi d}\right) \right]^2}, \quad (5.3)$$

$$R_{\perp} = \frac{\left( \frac{\pi^2 d^2}{2\lambda s} \right)^2}{1 + \left( \frac{\pi^2 d^2}{2\lambda s} \right)^2}, \quad (5.4)$$

em que  $R_{\parallel}$  e  $R_{\perp}$  são, respectivamente, os coeficientes de reflexão para radiação polarizada refletida paralelamente e perpendicularmente em relação à direção dos fios da grade,  $s$  é o espaçamento entre o centro dos fios,  $d$  é o diâmetro dos fios, e  $\lambda$  é o comprimento de onda da radiação incidente na grade (Larsen, 1962). Para as bandas Q ( $\lambda \simeq 0.7 \text{ cm}$ ) e W ( $\lambda \simeq 0.3 \text{ cm}$ ), as características da grade utilizada fornecem  $R_{\parallel} \gtrsim 99\%$  e  $R_{\perp} \lesssim 1\%$ . Portanto, utilizando-se a configuração ilustrada na Figura 3.7, a componente paralela da radiação proveniente do material absorvedor, que incide na grade, é refletida para o *dewar*. Analogamente, a componente perpendicular da radiação proveniente do espelho secundário passa através da grade e alcança o *dewar*. Dessa forma, a grade torna-se uma fonte extensa polarizada, que preenche o feixe do instrumento, e que pode ser utilizada como calibrador. Se céu e material absorvedor emitem radiação não polarizada, um radiômetro ideal que observa a grade orientada na direção horizontal e vertical forneceria medidas que diferem entre si apenas em sinal. Esse procedimento permite então obter uma calibração  $G$  para os polarímetros utilizando-se

$$G = \frac{|V_h - V_v|}{2(T_m - T_c)}, \quad (5.5)$$

em que  $T_m$  é a temperatura do material absorvedor,  $T_c$  é a temperatura do céu, e  $V_h$  e  $V_v$  são o sinal médio em volts obtidos, respectivamente, com as orientações horizontal e vertical da grade. A diferença  $V_h - V_v$  é efetuada para cancelar o *offset* intrínscico ao instrumento. O fator 2 efetua a média entre ambas medidas.

No decorrer da campanha de observação, foram realizadas 8 calibrações manuais dos polarímetros. Sensores de temperatura posicionados nos espelhos primário e secundário foram utilizados para inferir a temperatura do material absorvedor. Temperatura do céu foi estimada utilizando-se as medidas descritas na Seção 4.6. Foi tomado o cuidado de se realizar calibrações manuais antes e após qualquer modificação que pudesse alterar o ganho do instrumento como, por exemplo, quando a taxa de amostragem foi modificada de 10 Hz para 25 Hz. A Tabela 5.1 lista os principais resultados obtidos durante calibração manual dos polarímetros.

### 5.6.2 Calibração automática

Os polarímetros eram calibrados automaticamente utilizando-se um filme dielétrico<sup>4</sup> colocado entre o *dewar* e o espelho secundário e mantido em um ângulo de 45° em relação ao plano focal dos polarímetros. Para esse procedimento, a diferença entre os coeficientes de reflexão do filme é

$$R_{\perp} - R_{\parallel} \simeq \left( \frac{\pi \nu d}{c} \right)^2 \frac{(n^4 - 1)(n^2 - 1)(3n^2 - 1)}{2n^4}, \quad (5.6)$$

em que  $\nu$  é a frequência da radiação incidente,  $d$  é a espessura do filme,  $c$  é a velocidade da luz no vácuo e  $n$  é o índice de refração do filme (O'Dell *et al.*, 2002). Como filme, foram utilizadas folhas de plástico de polipropileno de  $(50 \pm 5) \mu\text{m}$  de espessura, pois no intervalo de 30 GHz a 890 GHz esse material possui um índice de refração bem definido de  $n = 1,5$  (Goldsmith, 1998). Analogamente ao que ocorre durante a calibração manual, a radiação proveniente do material absorvedor, e do espelho secundário, passa através do filme ou é refletida por ele gerando um sinal polarizado devido à diferença entre os coeficientes  $R_{\perp}$  e  $R_{\parallel}$ . Por exemplo, para um diferença em temperatura de  $T_m - T_c \sim 265$  K, espera-se que o filme forneça um sinal polarizado de  $(R_{\perp} - R_{\parallel}) \times 265$  K  $\simeq 370$  mK na banda Q (42 GHz),  $\simeq 1700$  mK na banda W (90 GHz) e razão  $\frac{370 \text{ mK}}{1700 \text{ mK}} \simeq \left( \frac{42 \text{ GHz}}{90 \text{ GHz}} \right)^2 \simeq 0,22$ .

A calibração do instrumento é estimada utilizando-se

$$G = \frac{|\Delta V|}{\alpha(T_m - T_c)}, \quad (5.7)$$

---

<sup>4</sup>Material com alta resistência ao fluxo de corrente elétrica.

em que  $\Delta V$  é a diferença entre o sinal obtido quando o filme é posicionado em frente ou acima do *dewar*, e  $\alpha$  é uma função de transferência do filme. Para garantir consistência entre calibração manual e automática, utiliza-se o procedimento da Equação 5.5 para obter  $G$  e calcula-se  $\alpha$  usando a Equação 5.7.

Devido a uma falha mecânica no motor que move a moldura, a calibração automática só começou a ser operada a partir de 06/07/2004. Inicialmente, os polarímetros foram calibrados automaticamente a cada hora, integrando-se o sinal polarizado do filme durante 5 minutos. Posteriormente, percebeu-se ser mais vantajoso calibrar o instrumento a cada 10 minutos com um tempo de integração de 30 segundos. Essa segunda estratégia permitiu caracterizar melhor a calibração e sacrificar menos tempo de observação do céu. Em 02/09/2004, o filme foi trocado, por um outro de mesma características, pois percebeu-se irregularidades em sua superfície.

No período entre 03/09/2004 e 17/10/2004, o sinal calibrador medido nas bandas Q e W foi, respectivamente,  $(0,23 \pm 0,02)$  K e  $(1,26 \pm 0,04)$  K, cuja razão é  $\frac{(0,23 \pm 0,02) \text{ K}}{(1,26 \pm 0,04) \text{ K}} = (0,18 \pm 0,02)$  (a diferença  $T_m - T_c$  no referido período foi  $\sim (265 \pm 6)$  K). O sinal medido foi menor do que o previsto e a razão entre eles foi 20% menor do que a esperada. Uma discrepância semelhante é reportada em O'Dell *et al.* (2002), e deve-se a variações na espessura  $d$  do filme (devido à dependência  $d^2$  na Equação 5.6), a incertezas no ângulo de inclinação do filme e irregularidades na superfície do filme, tais como deformação da folha e formação de gelo.

A calibração automática média nas bandas Q e W foi, respectivamente,  $(1,4 \pm 0,2)$  V/K e  $(1,8 \pm 0,6)$  V/K. A calibração na banda Q foi mais estável durante a noite, com uma variação de 7%, do que durante o dia, com uma variação de 17%. A banda W não apresentou comportamento semelhante, sendo muito mais instável e mostrando uma variação de 35% independentemente do ciclo dia/noite. A Figura 5.6 contém uma sequência de dados utilizados para calibração automática. A Figura 5.7 mostra a distribuição de medidas do sinal polarizado do filme dielétrico.

## 5.7 Feixe principal

Para que o padrão angular de um objeto, convoluído com o feixe da antena seja função apenas do ângulo de observação, é necessário satisfazer a condição de difração para um campo afastado dada por

$$R > \frac{a^2}{\lambda}, \quad (5.8)$$

em que  $R$  é a distância do instrumento até a fonte emissora,  $a$  é o tamanho angular da área coletora e  $\lambda$  o comprimento de onda observado. O espelho primário do WMPol possui diâmetro de 2,2 m e pode apontar para uma elevação mínima de  $30^\circ$ . Portanto, para estimar o feixe principal do instrumento na banda Q (42 GHz) é necessário posicionar uma fonte a uma distância mínima de 535 m do telescópio e 268 m de altura do solo. Analogamente, na banda W (90 GHz), necessita-se de uma fonte posicionada a 1152 metros de distância e 998 metros de altura. Por esse motivo, não foi possível medir o feixe do instrumento em laboratório. Estimativas do feixe principal dos polarímetros foram obtidas com observações da Lua e de Tau A.

Devido às características da cúpula e do atuador utilizado para movimentar o telescópio, apenas objetos situados entre  $32^\circ$  e  $48^\circ$  em elevação podiam ser observados. Isso significa que a maioria dos objetos no céu disponíveis para observação podia ser monitorada por um período máximo de aproximadamente 1 hora por noite. Empiricamente, percebeu-se que as observações de objetos, situados distantes do PNC, eram realizadas mais facilmente varrendo o céu em azimute ( $\sim \pm 2^\circ$ ), mantendo constante uma dada elevação, e deixando o objeto ocasionalmente passar através do feixe do instrumento. Para acompanhar o rápido movimento aparente do objeto no céu, azimute e elevação eram reajustados em curtos intervalos de tempo, o que impunha um limite prático de cerca de 8 varreduras por observação de objeto em uma noite. As imagens ópticas da câmera CCD auxiliavam na localização visual da região desejada para observação.

Tau A é uma brilhante fonte polarizada cujo tamanho angular é de  $\sim 6$  minutos de arco. O objeto foi observado durante 41 minutos em 01/09/2004 e um mapa de Tau A na banda Q foi produzido utilizando esses dados. Para estimar o feixe principal do instrumento, o mapa de Tau A foi comparado com um modelo de fonte pontual convoluído com um feixe gaussiano. O modelo é simples. Supõe-se que a fonte pontual possua densidade de fluxo  $F_\nu$  dada por

$$F_\nu = \frac{kT_A}{A_e} \quad (5.9)$$

em que  $k$  é a constante de Boltzmann,  $T_A$  a temperatura de antena da fonte e  $A_e = \lambda^2/\Omega$  a área efetiva da antena. Para um feixe gaussiano, o ângulo sólido do feixe é dado por  $\Omega = \frac{\pi\theta_{\text{FWHM}}^2}{4 \ln 2}$ , em que  $\theta_{\text{FWHM}}$  é a largura a meia altura do feixe. Uma fonte pontual ideal de 1 Jy foi convoluída com um feixe gaussiano para diferentes valores de  $\theta_{\text{FWHM}}$  e o mapa resultante convertido para temperatura de antena e normalizado. Para cada mapa, uma estimativa da adêrencia do ajuste do modelo à observação realizada na noite do 01/09/2004 foi obtido. O melhor ajuste ocorreu para um feixe de  $(24 \pm 3)$  minutos de arco. A Figura 5.8 mostra o mapa de Tau A obtido. A Figura 5.9 fornece o ajuste  $\chi^2$  em

função do tamanho do feixe.

Tau A foi também utilizada para verificar a calibração do instrumento na banda Q. A observação de Tau A foi comparada com o sinal previsto do objeto de acordo com o procedimento descrito no Apêndice C. Para a banda Q, foi previsto  $(-17,1 \pm 0,1)$  mK para o parâmetro  $Q$  de Stokes expresso no referencial do OMT. Devido ao fato de Tau A não estar posicionada no PNC, as medidas obtidas são apenas uma combinação linear dos parâmetros  $Q$  and  $U$  em um dado ângulo paralático. Utilizando-se apenas medidas de Tau A, obteve-se uma calibração de  $(1,2 \pm 0,4)$  V/K para a banda Q, a qual está de acordo com o valor médio de  $(1,4 \pm 0,2)$  V/K obtido pela calibração automática.

Tau A não foi detectada na banda W. Esperava-se um sinal de cerca de  $-3$  mK para o parâmetro  $Q$  de Stokes expresso no referencial do OMT. A não detecção foi devida a excesso de ruído  $1/f$  nessa banda. Por esse motivo, observações da Lua tiveram que ser utilizadas para estimar o feixe dessa banda. Um modelo da Lua, obtido em Keihm (1984), foi convoluído com um feixe gaussiano para diferentes valores de  $\theta_{\text{FWHM}}$ . Para cada mapa resultante, uma estimativa da adêrencia do ajuste do modelo à observação realizada na noite do 31/08/2004 foi obtido. O melhor ajuste ocorreu para um feixe de  $(12 \pm 3)$  minutos de arco. A Figura 5.10 mostra um mapa da Lua na banda W utilizado para estimativa de feixe.

O WMPol não foi otimizado para detectar planetas. Excesso de ruído nos canais DC torna muito difícil a observação de planetas devido ao fato das frequências de joelho do ruído  $1/f$  para os canais DC Q e W serem, respectivamente,  $\sim 300$  Hz e  $\sim 1$  kHz. Mesmo cientes dessa limitação, foram realizadas tentativas de detectar Júpiter e Vênus, utilizando os canais AC dos polarímetros, pois esses objetos também teriam sido apropriados para determinação do feixe. Um planeta pode apresentar um fluxo polarizado devido a radiação síncrotron de elétrons energéticos espiralando o seu campo magnético. Duas tentativas foram realizadas para observar Júpiter nas noites do 13 e 14 de julho de 2004 mas o objeto não foi detectado. Após essa data, Júpiter aparecia abaixo de  $30^\circ$  em elevação durante a noite e não pôde mais ser observado pelo WMPol. Tentativas de observar Vênus no final de agosto também não resultaram em detecção. Os objetos Cas A e Cyg A também poderiam ter sido utilizados como fontes polarizadas para calibração, porém em microondas, esses objetos não são tão brilhantes quanto Tau A e por esse motivo foram descartados da lista de fontes de calibração.

A diferença entre os feixes medidos e previstos pode ter ocorrido por inacurácia dos modelos e ajustes utilizados (a hipótese de feixe gaussiano só é válida em primeira aproximação) e desalinhamento da óptica. Um esforço em aperfeiçoar os modelos e realinhar a

óptica poderia ter resultado em valores mais próximos do previsto.

## 5.8 Temperatura de ruído do sistema

Temperatura de ruído do sistema é uma figura de mérito que representa a potência de ruído equivalente  $P$  dissipada, por intervalo de frequência, pelo movimento térmico de elétrons de um resistor mantido à temperatura  $T$ . A temperatura de sistema expressa a contribuição total de ruído proveniente da eletrônica e óptica do instrumento<sup>5</sup>.

A temperatura de sistema  $T_s$  dos polarímetros foi estimada através de varreduras do céu em elevação, utilizando o procedimento descrito na Seção 4.6. A temperatura de sistema também foi estimada, durante calibração manual do instrumento, comparando-se a mudança no sinal DC não diferenciado do instrumento quando o material absorvedor era colocado e retirado da frente do plano focal do instrumento. Esse procedimento permite estimar  $T_s$  como

$$T_s = \frac{T_m - Y T_c}{Y - 1}, \quad (5.10)$$

em que  $T_m$  é a temperatura do material absorvedor,  $T_c$  é a temperatura do céu e  $Y = \langle V_m \rangle / \langle V_c \rangle$  é a razão entre os sinais DC não calibrados quando os polarímetros apontam alternadamente para o material absorvedor e para o céu.

A temperatura média de sistema dos polarímetros nas bandas Q e W foram medidas, respectivamente, como  $(128 \pm 1)$  K e  $(120 \pm 3)$  K. Ambas as temperaturas são elevadas para um detector de pseudo-correlação e devem-se à qualidade dos amplificadores disponíveis durante integração do WMPol. Um instrumento semelhante ao WMPol com HEMTs de melhor qualidade deveria ser capaz de atingir temperaturas de sistema nas bandas Q e W inferiores a, respectivamente,  $\sim 30$  K e  $\sim 50$  K. Um esforço para se otimizar a configuração do instrumento visando minimizar  $T_s$  não teve impacto relevante na temperatura de sistema do instrumento.

## 5.9 Espectro de potência e função temporal de autocorrelação

O espectro de potência das medidas permite investigar a série temporal no domínio das frequências, determinar o nível de ruído branco, as características do ruído  $1/f$ , a existência de sinais espúrios e estimar a sensibilidade do instrumento. A função temporal de autocorrelação permite determinar escalas de tempo nas quais há correlação de ruído. Ambos procedimentos foram aplicados ao conjunto total de dados dos polarímetros não rejeitados durante a seleção de dados.

---

<sup>5</sup> $P = kT\Delta\nu$ , em que  $k$  é a constante de Boltzmann e  $\Delta\nu$  o intervalo de banda.

As sensibilidades obtidas, a partir do espectro de potência, nas bandas Q e W são, respectivamente,  $(3,5 \pm 0,1) \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$  e  $(3,0 \pm 0,3) \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$ . A frequência de joelho do ruído  $1/f$  nas bandas Q e W são, respectivamente, inferiores a 0,1 Hz e 4 Hz. As correlações temporais encontradas foram condizentes com o ruído  $1/f$ . Nos dados reduzidos, não foi encontrada correlação temporal significativa em escalas superiores  $\sim 0,1$  segundo. Picos em 5 Hz, 7 Hz e 9 Hz no espectro de potência na banda W surgiam e desapareciam sem que uma periodicidade tenha sido encontrada e uma causa identificada.

## 5.10 Sensibilidade e largura efetiva de banda

Sensibilidade do instrumento pode ser estimada através da equação de um radiômetro

$$\sigma_T = K \left( \frac{T_s + T}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}} \right), \quad (5.11)$$

em que  $\sigma_T$  é o ruído rms,  $T_s$  é a temperatura do sistema,  $T$  é a temperatura de antena de fonte,  $\Delta\nu$  é a largura efetiva de banda,  $\tau$  é o tempo de integração e  $K$  é a constante de sensibilidade do receptor, e.g. Kraus (1986). Para o sistema de pseudo-correlação do WMPol,  $K = \sqrt{2}$  devido à diferença entre o sinal das duas pernas do sistema de detecção. Portanto, esperava-se para as bandas Q e W sensibilidade de, respectivamente,  $\sim 2,0 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$  e  $\sim 1,4 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$ . Esses valores são inferiores ao obtido e indicam que há um excesso de ruído instrumental nos dados do ruído do WMPol. Vale ressaltar que caso a temperatura de sistema do WMPol estivesse de acordo com a esperada, poderiam ter sido alcançadas sensibilidades de  $\sim 0,6 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$  na banda Q e  $\sim 0,8 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$  na banda W. Isso dito, percebe-se que o desempenho dos polarímetros foi aquém do esperado.

A largura efetiva de banda é uma figura de mérito que representa o ruído de um radiômetro. A largura efetiva de banda dos polarímetros nas bandas Q e W do WMPol é de, respectivamente, 3 GHz e 4 GHz. Esses valores são menores do que a largura espectral dessas bandas e representam mais um indicativo de excesso de ruído instrumental nos dados do WMPol.

## 5.11 Sinal sincronizado com a varredura

A existência de sinal não celeste correlacionado com a varredura é um efeito sistemático comum em experimentos com baixa razão sinal-ruído. A existência desse tipo de efeito foi constatada no conjunto de dados adquirido por ambos os polarímetros.

Dada a característica de varredura do céu utilizada pelo WMPol, foi investigada a correlação entre sinal e posição do telescópio em azimute. A projeção da varredura no céu

é dada por

$$\cos(A_p) = \sin^2(E) + \cos^2(E) \cos(A) \quad (5.12)$$

em que  $A$  e  $E$  são, respectivamente, azimute e elevação medida pelo telescópio e  $A_p$  é o azimute projetado no céu acima do horizonte.

Foi encontrada significativa correlação entre sinal AC e posição  $A_p$  do instrumento. Um ajuste linear por mínimos quadrados do sinal em função da projeção do azimute foi realizado para todos os arquivos não rejeitados. O coeficiente angular do ajuste para dados obtidos nas bandas Q e W durante o dia foi, respectivamente, de  $(-1 \pm 5)$  mK/grau e  $(-1 \pm 15)$  mK/grau. Durante a noite obteve-se  $(-1 \pm 1)$  mK/grau e  $(0 \pm 14)$  mK/grau. Não foi encontrada periodicidade na variação do sinal. Os dados foram investigados separando-os por hora do dia, dia/noite, período de 10 dias e mês. Em todas essas possibilidades, o sinal variava em demasia para que pudesse ser construído um modelo para remoção. Correlações entre o sinal e sensores de temperatura do instrumento foram investigadas mas não se encontrou nenhuma correlação significativa.

A explicação mais plausível para esse fato é que a correlação foi ocasionada por radiação, proveniente de variações térmicas da cúpula, incidindo nos lóbulos laterais do feixe. A Figura 5.11 ilustra claramente esse tipo de problema.

Para minimizar contribuição do sinal sincronizado com a varredura, foi utilizado procedimento semelhante utilizado por Farese *et al.* (2004) e Barkats *et al.* (2005), em que um polinômio de grau  $n$  é ajustado, por mínimos quadrados, aos dados em função de  $A_p$  e esse ajuste é removido dos dados. Devido ao fato do ajuste permanecer razoavelmente estável no decorrer de alguns arquivos consecutivos, optou-se por remover um ajuste linear, por banda, dos dados de cada arquivo. Se o ajuste tivesse permanecido estável no decorrer de longos períodos de tempo, e/ou estivesse evidentemente correlacionado com alguma grandeza mensurável diferente do azimute, outras estratégias de remoção do sinal sincronizado com a varredura poderiam ter sido adotadas.

## 5.12 Processamento de dados

Um conjunto de rotinas e funções que permite a manipulação, tratamento, redução e análise dos dados do WMPol foi elaborado no decorrer deste trabalho. Neste trabalho, utiliza-se o termo *pipeline* para designar o conjunto de instruções para processamento de dados do experimento. O *pipeline* foi estruturado para desempenhar as seguintes tarefas:

- a) **pré-processamento e tratamento de dados:** visualização, classificação, seleção, formatação, filtragem e calibração de dados; reconstrução do apon-

- tamento; remoção de artefatos;
- b) **estimativa de ruído:** espectro de potência; correlação temporal entre sinal e demais sensores do instrumento; covariância temporal; remoção de sinal do céu;
  - c) **estimativa de mapa do céu:** histogramas, sinal médio por pixel, variância do sinal por pixel, mapas de máxima verossimilhança, *Jack Knife*<sup>6</sup>;
  - d) **estimativa de espectro de potência angular:** máscaras, função janela do experimento, espectro de potência angular de mapas de ruído.
  - e) **simulações:** espectro angular de potência correspondente a um conjunto de parâmetros cosmológicos em um dado modelo cosmológico; realização de céu para um dado espectro; simulação de série temporal de dados utilizando-se céu simulado e estratégia de varredura do WMPol; utilização de séries temporais simuladas na avaliação do *pipeline*.

Sempre que possível, foi dada preferência a rotinas e algoritmos previamente testados e validados. Em particular, o trabalho exigiu extenso uso dos pacotes CMBFAST (Zaldarriaga e Seljak, 2000), HEALPix<sup>7</sup> (Górski *et al.*, 2005), IDL Astro<sup>8</sup> (Landsman, 1993), MADCAP3<sup>9</sup> (Borrill *et al.*, 2001), PolSpice<sup>10</sup> (Szapudi *et al.*, 2001; Chon *et al.*, 2004), WMAP IDL Library<sup>11</sup>. Entretanto, devido a características do experimento, foi necessário elaborar cerca de 250 rotinas para executar parte das tarefas previamente mencionadas. Significativo esforço foi consumido no processo de elaboração, teste e validação do *pipeline*.

### 5.13 Redução de dados

Para cada arquivo do conjunto de dados não rejeitados durante o processo de seleção, removeu-se o valor médio de sinal por período de varredura, removeu-se picos no domínio temporal, desprezou-se tempo de calibração automática, aplicou-se um filtro passa alta na frequência de joelho do ruído  $1/f$ , aplicou-se a calibração disponível, subtraiu-se um *template* da correlação sinal-azimute e obteve-se a posição de cada amostra no céu. Os dados reduzidos foram separados em dois subconjuntos mutuamente excludentes:

<sup>6</sup>Procedimento em que se descarta sistematicamente subconjuntos de dados e avalia-se o comportamento do desvio padrão de uma dada quantidade obtida com o conjunto complementar de dados.

<sup>7</sup>*Hierarchical Equal Area iso-Latitude Pixelization*

<sup>8</sup>*Interactive Data Language Astronomy Library*

<sup>9</sup>*Microwave Anisotropy Dataset Computational Analysis Package*

<sup>10</sup>*Spatially Inhomogenous Correlation Estimator for Temperature and Polarisation*

<sup>11</sup><http://lambda.gsfc.nasa.gov/>

- a) amostras calibradas automaticamente e obtidas após 06/07/2004. Esse subconjunto possui 800,0 horas de integração na banda Q e 563,1 horas na banda W;
- b) amostras calibradas manualmente e obtidas antes de 06/07/2004. Esse subconjunto possui 610,7 horas na banda Q e 547,9 horas na banda W.

O conjunto das amostras reduzidas pode ser interpretado como uma série temporal esparsa (por exemplo, 1410,7 horas de observação na banda Q distribuídas ao longo de 178 dias), ou uma série espacial densa (por exemplo, 1410,7 horas de observação na banda Q contidas em uma região de 6 graus quadrados no céu). As Figuras 5.12, 5.13, 5.14 e 5.15 mostram exemplos do processo de redução no domínio temporal e de frequências.

## 5.14 Discussão

O processo de redução de dados e de caracterização experimental do instrumento (apontamento, feixe, calibração e sensibilidade) são etapas essenciais em qualquer experimento de RCFM. Entretanto, ambos processos são de difícil generalização e na prática necessitam ser elaborados e realizados de acordo com a instrumentação e estratégias de aquisição de um particular experimento. Por esse motivo, os processos aqui apresentados tiveram que ser elaborados especificamente para o WMPol. A elaboração e execução dessas tarefas consumiram significativo esforço e tempo de trabalho. A qualidade dos mapas e a interpretação dos resultados do WMPol, apresentadas no próximo capítulo, não devem ser dissociadas dos processos aqui descritos.

TABELA 5.1- Calibrações manuais dos polarímetros do WMPol.

Data	Calibração AC W (V/K)	Calibração AC Q (V/K)
24/04/2004	1,27	—
25/04/2004	3,31	3,98
06/05/2004	1,09	—
22/05/2004	1,07	4,01
23/05/2004	1,38	1,61
13/07/2004	1,11	1,40
31/08/2004	1,19	1,40
03/09/2004	1,69	1,49

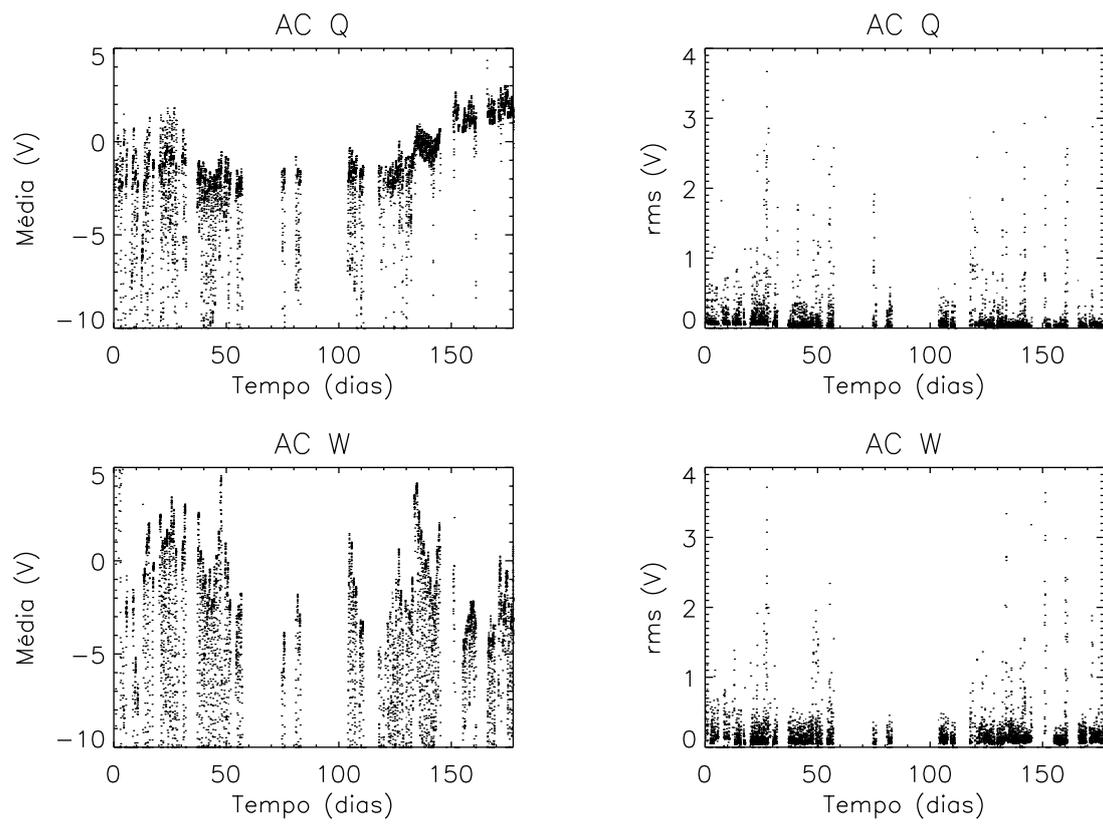


FIGURA 5.1- Série temporal de dados, de ambos os polarímetros, no decorrer de 178 dias. Média e rms foram amostrados a cada  $\lesssim 20$  minutos de observação do PNC.

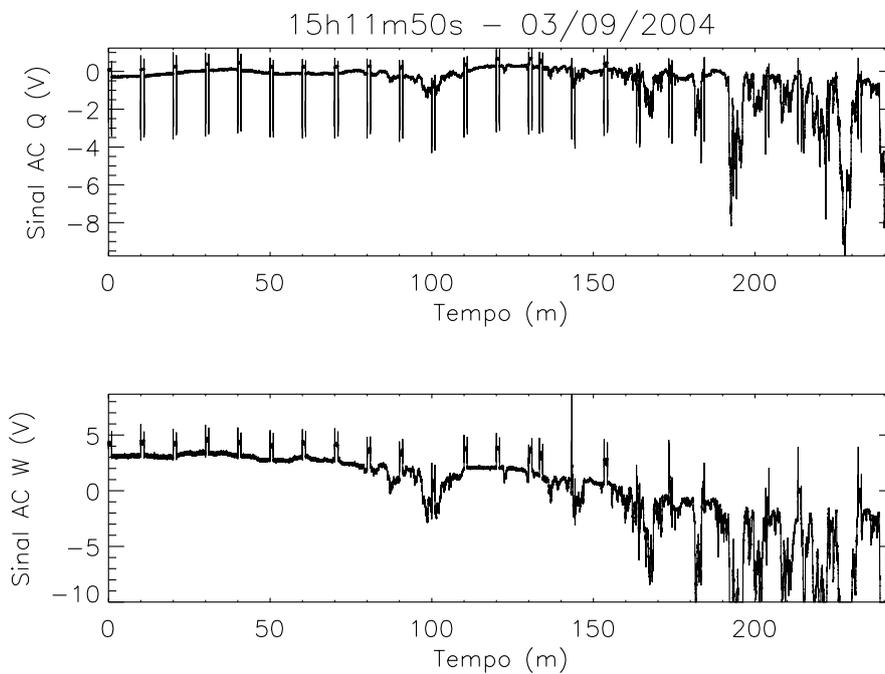


FIGURA 5.2- Exemplo de dados rejeitados de posterior análise. Flutuações anormais no nível médio de sinal ocorreram devido a rápidas mudanças nas condições meteorológicas do dia. Um céu completamente claro tornou-se totalmente nublado em aproximadamente 100 minutos. A correlação entre o sinal de ambas as bandas é um bom indicativo desse tipo de problema. A sequência de picos ocorre durante o procedimento de calibração automática.

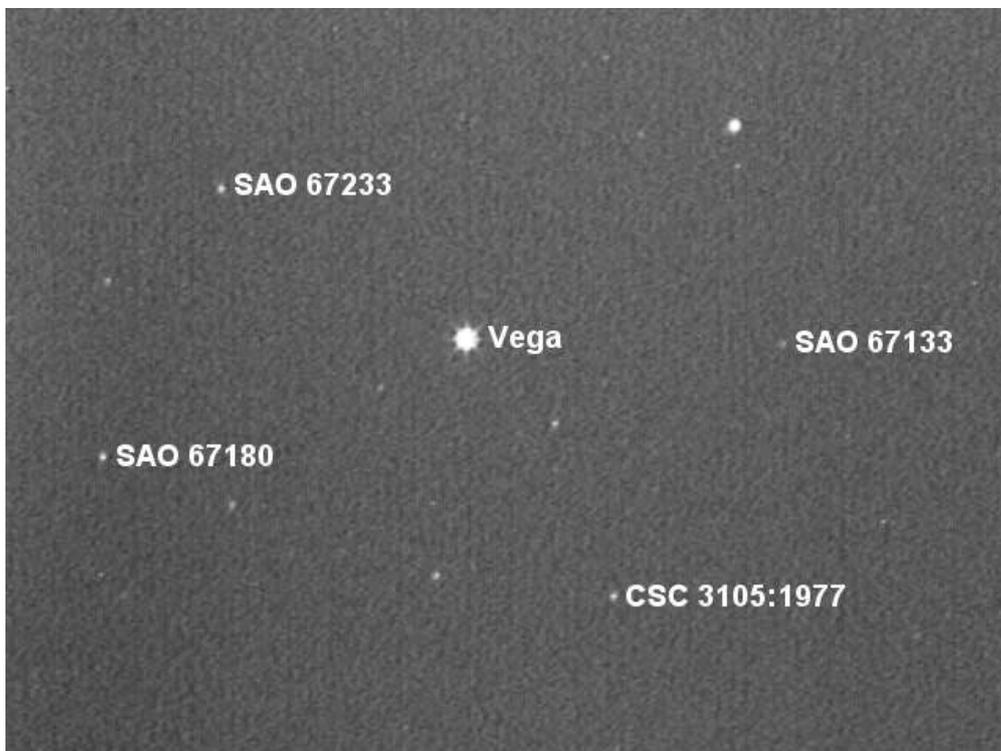


FIGURA 5.3- Objetos ao redor de Vega utilizados para calibração espacial do referencial pixelizado da câmara CCD.

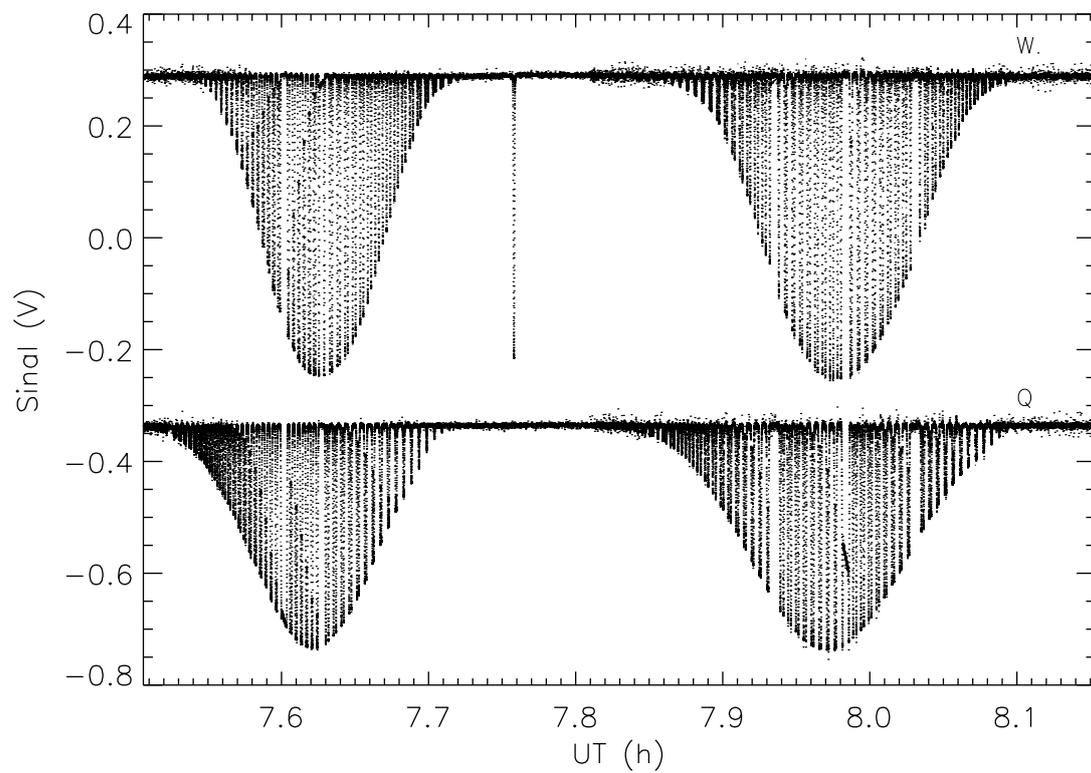


FIGURA 5.4- Dados não calibrados dos canais DC das bandas Q e W mostrando varreduras consecutivas da Lua realizadas na noite do 31/08/2004. Foram adicionados 0,6 V ao sinal na banda W para facilitar a visualização dos dados.

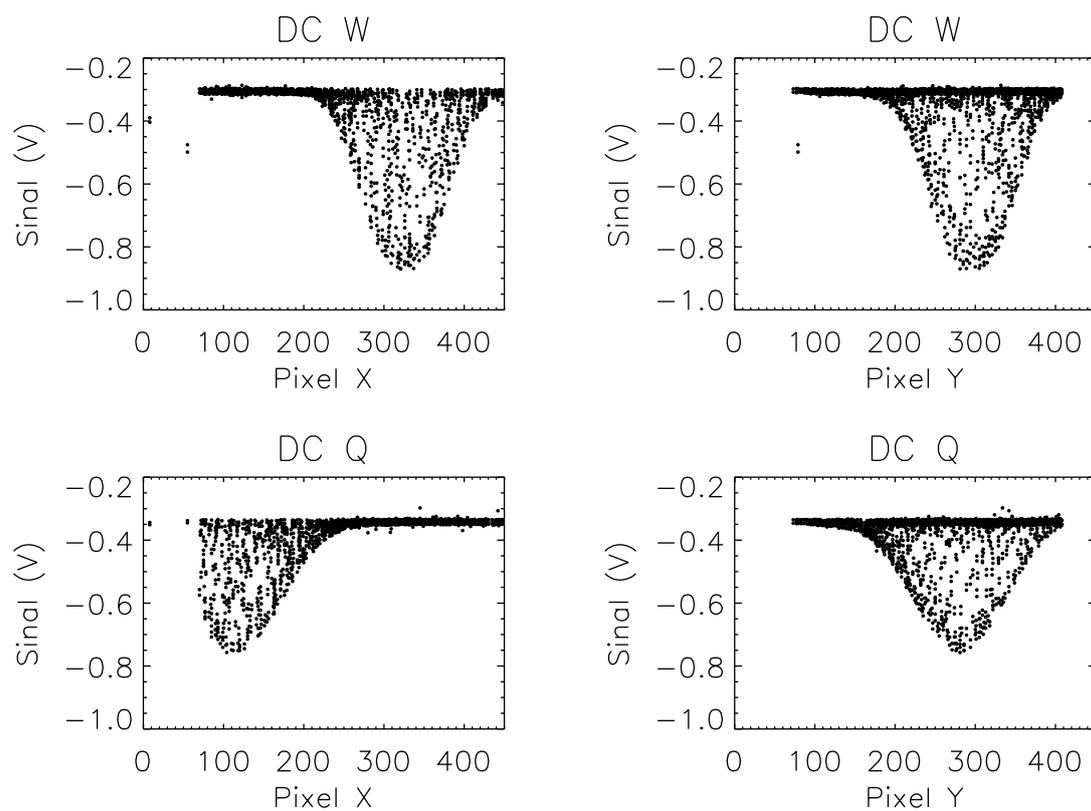


FIGURA 5.5- Dados não calibrados dos canais DC nas bandas Q e W obtidos durante observações da Lua na noite do 31/08/2004. Os dados foram utilizados para determinar a direção de visada dos feixes principais no referencial pixelizado da câmera CCD.

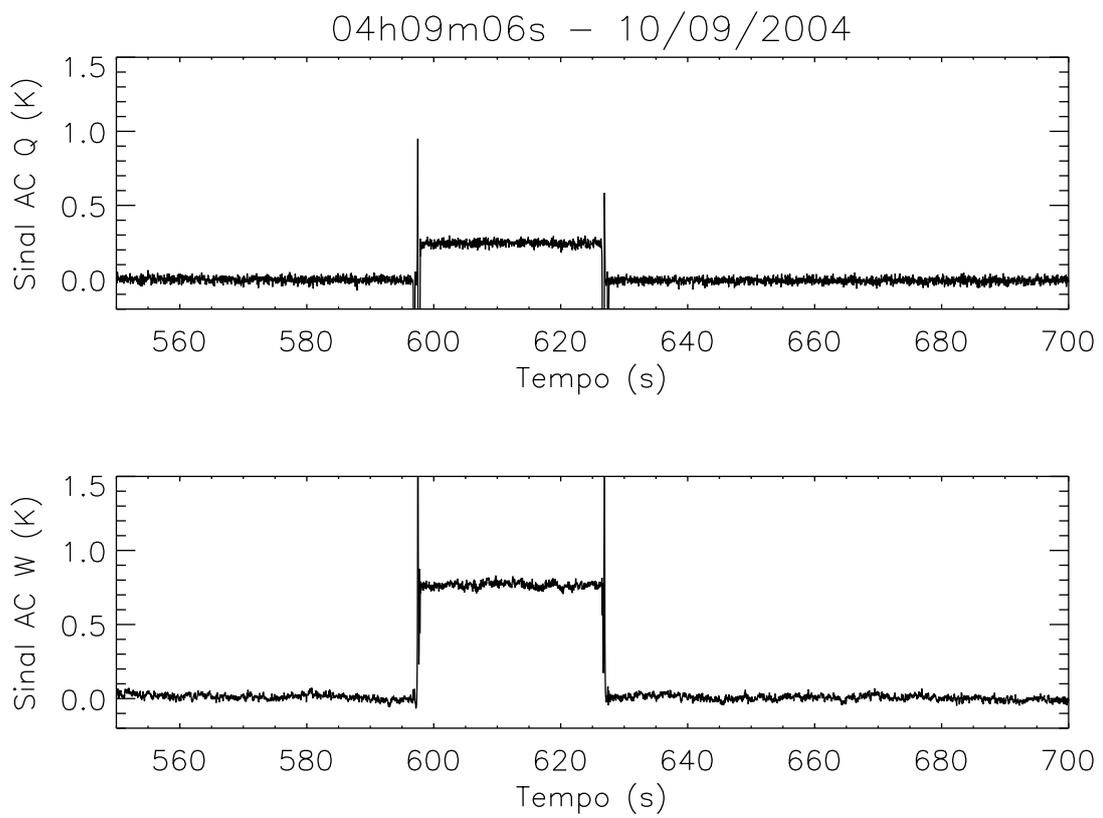


FIGURA 5.6- Série temporal de dados dos canais AC das bandas Q e W utilizada para calibração automática. A mudança  $\Delta T$  no sinal, devida ao filme dielétrico, é facilmente percebida.

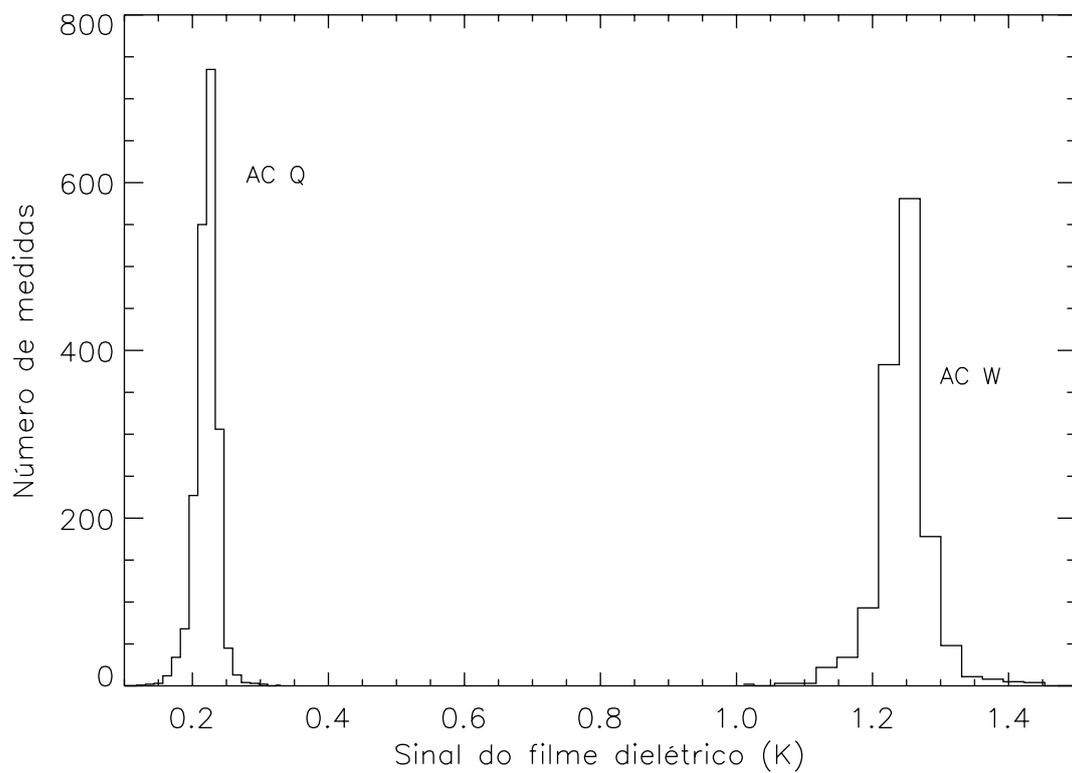


FIGURA 5.7- Histograma da distribuição de todas as medidas do sinal polarizado do filme dielétrico realizadas no período entre 03/09/2004 e 17/10/2004. O sinal medido pelas bandas Q e W foi, respectivamente,  $(0,23 \pm 0,02)$  K e  $(1,26 \pm 0,04)$  K. A diferença  $T_m - T_c$  no referido período foi  $\sim (265 \pm 6)$  K.

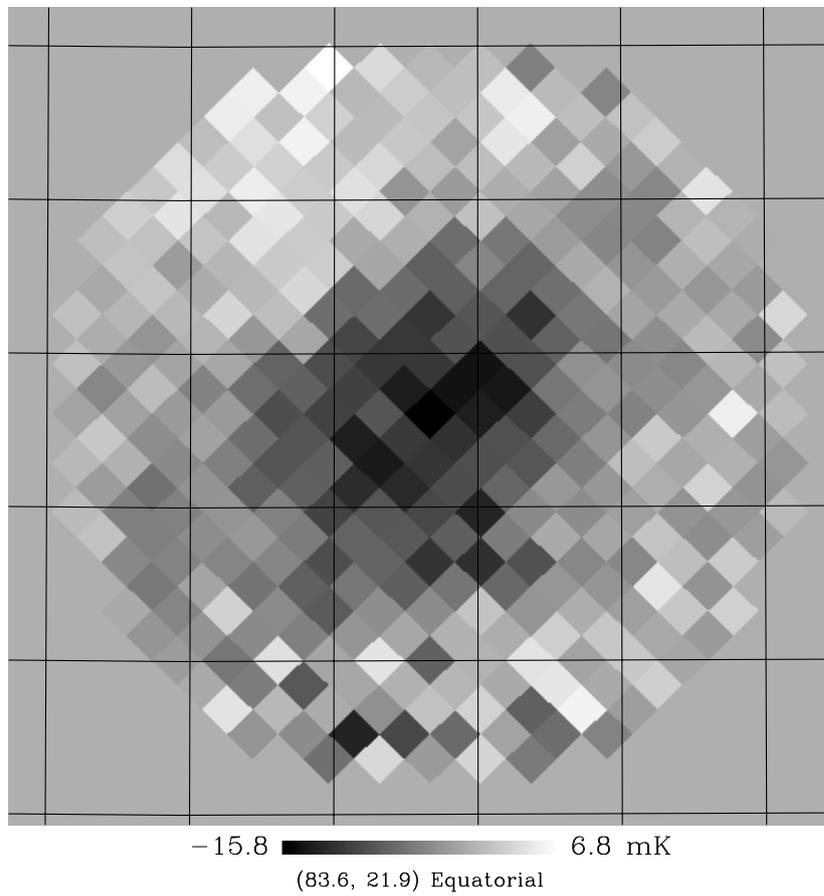


FIGURA 5.8- Projeção gnomônica de mapa do céu, na banda Q, centrado em Tau A. A região amostrada contém 1,1 grau quadrado e 967 segundos de tempo de integração. O erro por pixel é  $(2,3 \pm 0,8)$  mK. Os pixels possuem diâmetro de 3 minutos de arco. O espaçamento do *grid* é de 15 minutos de arco.

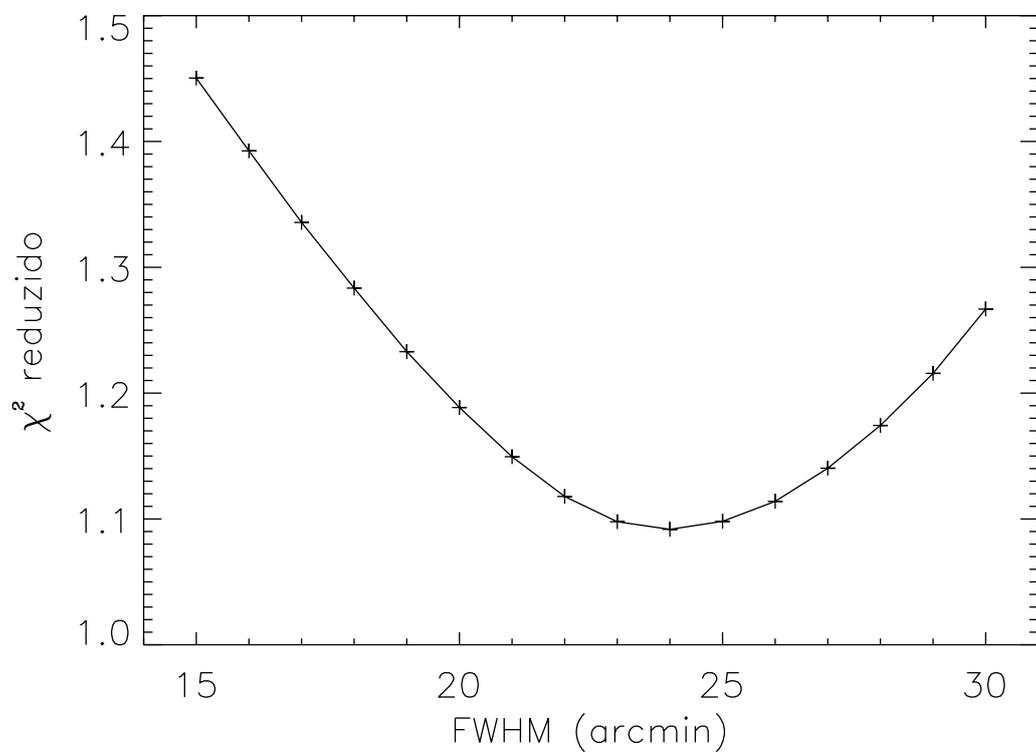


FIGURA 5.9- Determinação do feixe na banda Q utilizando observações de Tau A.

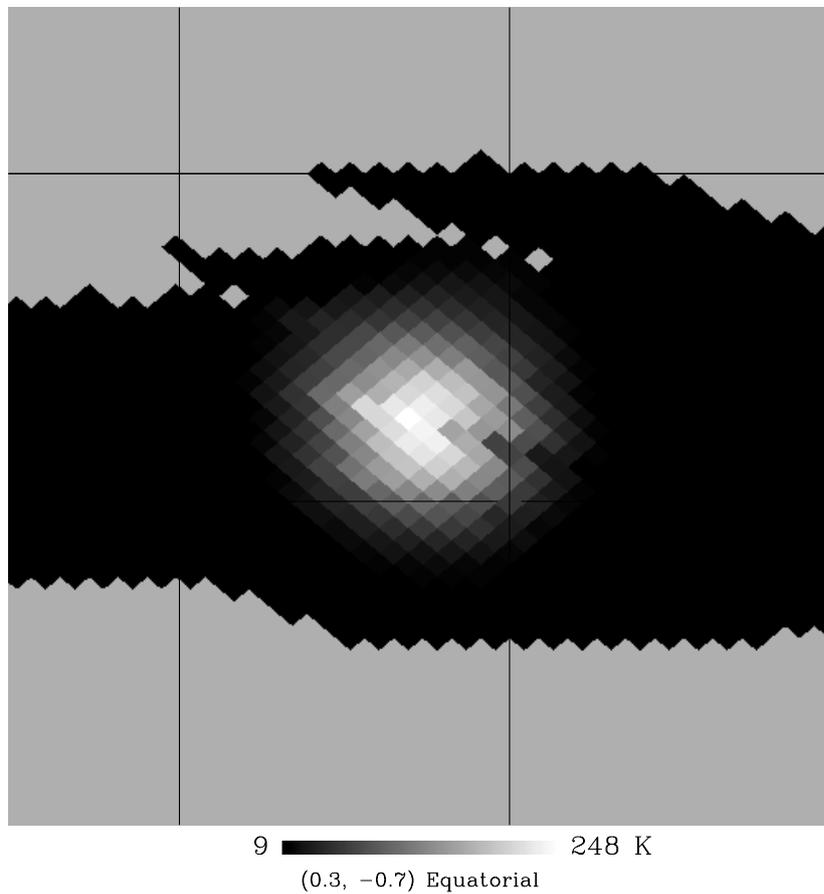


FIGURA 5.10- Projeção gnomônica de mapa do céu, na banda W, centrado na Lua. A região amostrada contém 4,8 graus quadrados e 1193 segundos de tempo de integração. O erro por pixel é de  $1 \pm 2$  K. Os pixels possuem diâmetro de 3 minutos de arco. O espaçamento do *grid* é de 1 grau.

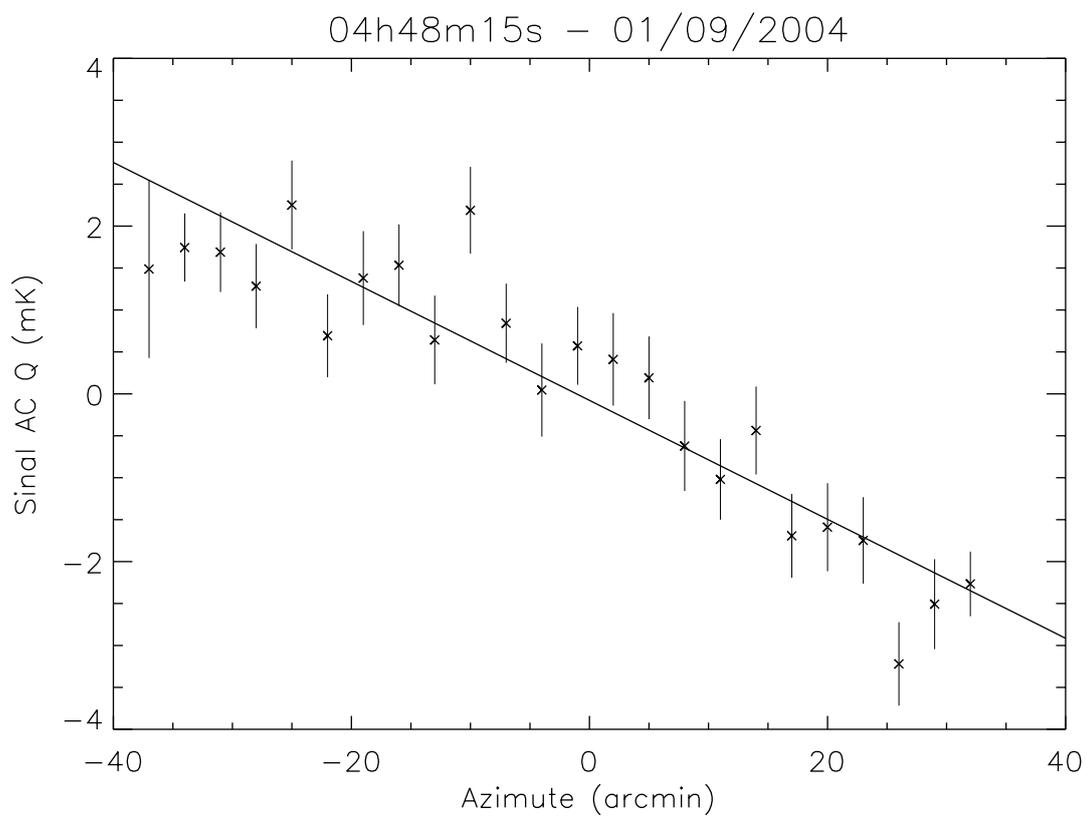


FIGURA 5.11- Exemplo de sinal sincronizado com a varredura para 20 minutos da dados na banda Q. A reta de melhor ajuste mostrada possui coeficiente linear de  $-4,25$  mK/grau.

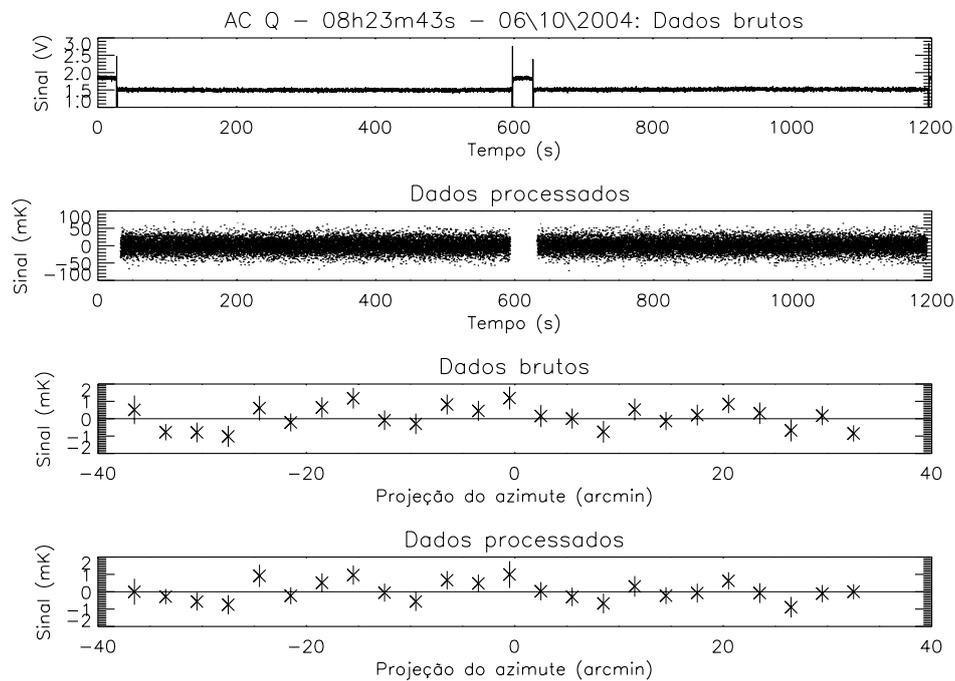


FIGURA 5.12- Exemplo de redução de dados na banda Q. Para cada arquivo do conjunto de dados não rejeitados durante o processo de seleção, removeu-se o valor médio de sinal por período de varredura, removeu-se picos no domínio temporal, desprezou-se tempo de calibração automática, aplicou-se um filtro passa alta, aplicou-se a calibração disponível, subtraiu-se um template da correlação sinal-azimute e obteve-se a posição de cada amostra no céu. Procedimento idêntico foi realizado para os dados obtidos na banda W. As barras de erro do sinal na banda Q em função do azimute são 0,60 mK e 0,55 mK para, respectivamente, dados brutos e reduzidos.

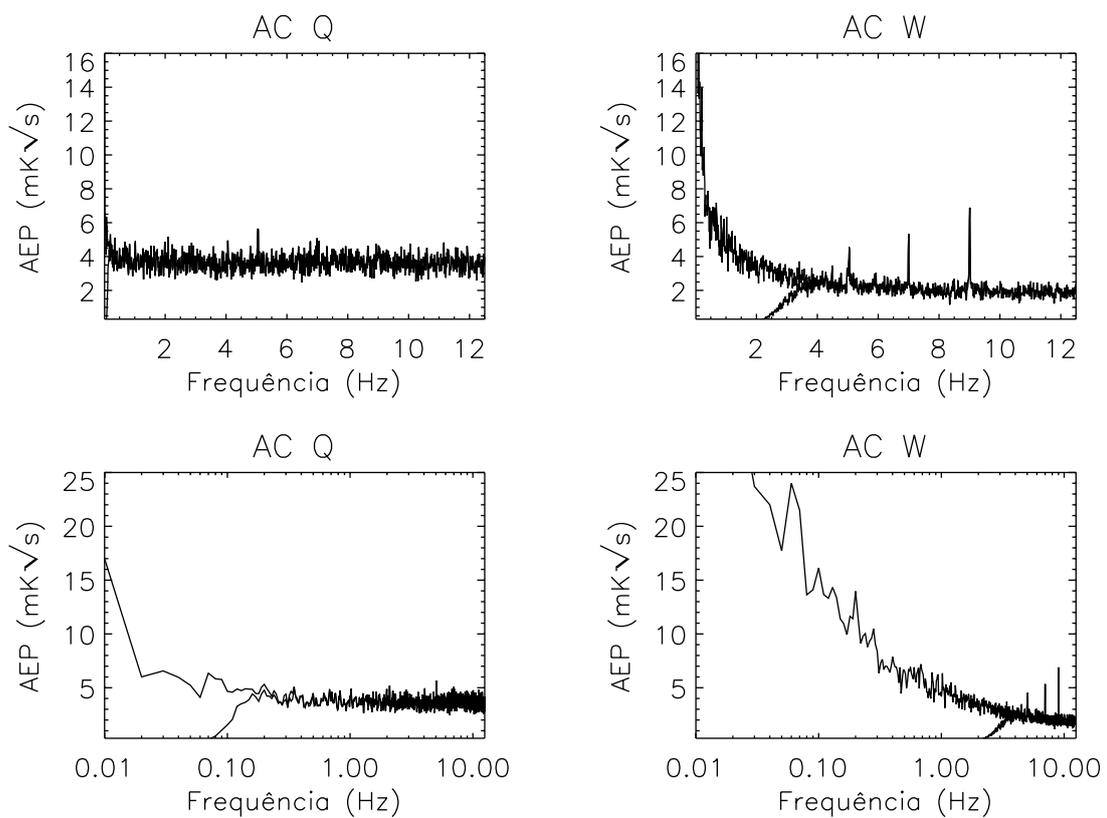


FIGURA 5.13- Espectro de potência de dados brutos e reduzidos sobrepostos um ao outro. Ruído branco para as bandas Q e W é, respectivamente,  $3,6 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$  e  $2,1 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$ . Pode-se claramente perceber o efeito do filtro passa alta no espectro dos dados reduzidos.

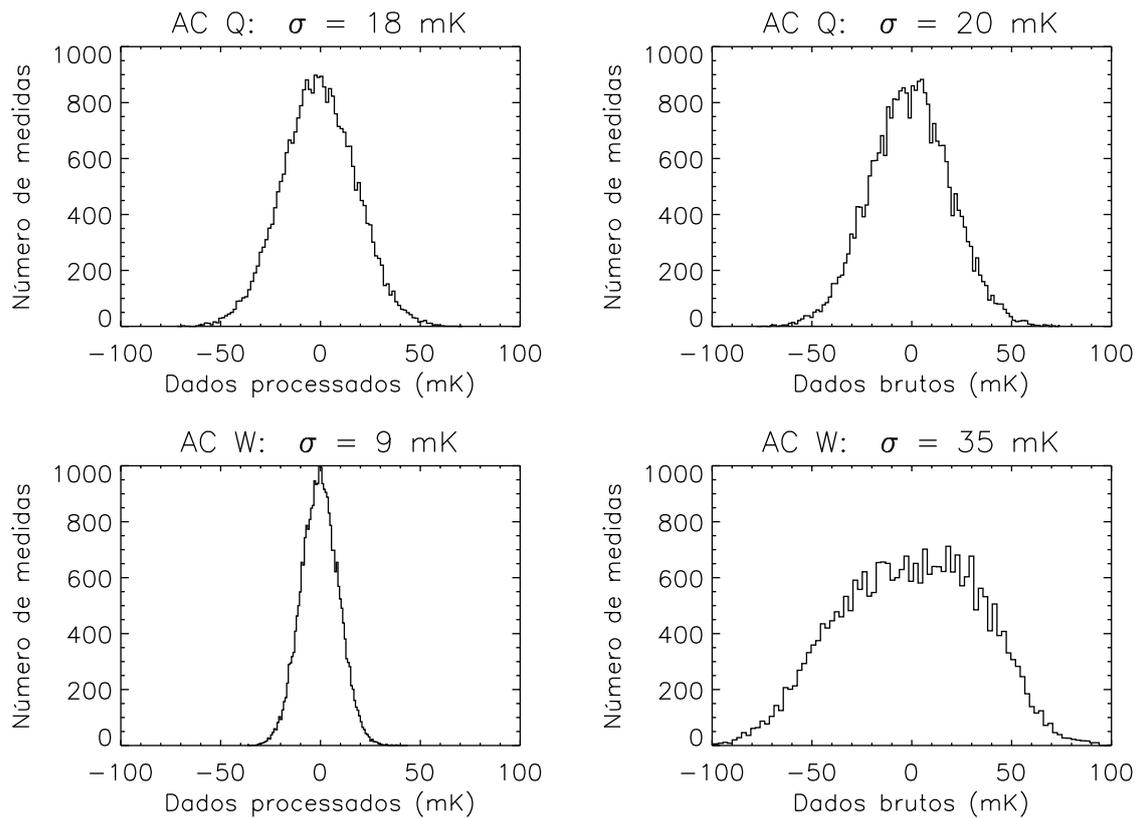


FIGURA 5.14- Histogramas da distribuição de 1120 segundos de dados. O ruído  $1/f$  é facilmente percebido na distribuição de sinal bruto na banda W. O título de cada gráfico mostra o desvio padrão  $\sigma$  dos dados. Dada a sensibilidade de  $3,6 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$  na banda Q, esperava-se obter neste exemplo  $\sigma = 18,0 \text{ mK}$ , valor que está de acordo com o obtido experimentalmente. Dada a sensibilidade de  $2,1 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$  na banda W, esperava-se obter  $\sigma = 10,5 \text{ mK}$ , valor ligeiramente superior ao obtido experimentalmente. Este exemplo mostra que o processo de redução de dados remove mais sinal na banda W do que na banda Q.

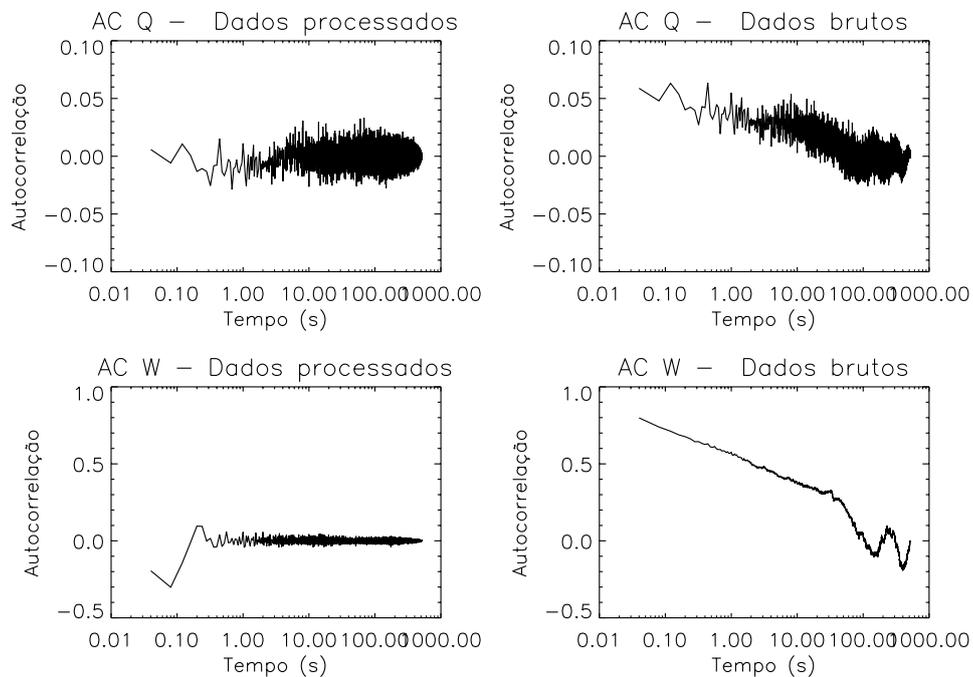


FIGURA 5.15- Função de autocorrelação temporal amostrada em um intervalo de 10 minutos para dados brutos e reduzidos. Percebe-se a existência de correlação temporal nos dados brutos, em escalas de tempo superiores a 10 s, devida a ruído  $1/f$  e sinal sincronizado com a varredura. A comparação com a correlação temporal nos dados processados mostra que o processo de redução dos dados é eficiente na remoção desses artefatos.

# CAPÍTULO 6

## RESULTADOS

### 6.1 Produção de mapas

Mapas do céu foram produzidos utilizando-se o conjunto (e subconjuntos) dos dados reduzidos.

Foi adotada a pixelização HEALPix, a qual fornece uma partição da esfera celeste em quadriláteros de diferentes formatos, mesma área e cujos centros posicionam-se em latitudes preestabelecidas. Para a produção de mapas, utilizou-se um algoritmo de máxima verossimilhança implementado no pacote MADCAP3. Nesse algoritmo, o mapa de máxima verossimilhança  $m_p$  é dado por

$$m_p = (\mathbf{A}^T \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{N}^{-1} \mathbf{d}, \quad (6.1)$$

em que  $\mathbf{A}$  é uma matriz de apontamento,  $\mathbf{N}$  é uma matriz de correlação temporal do ruído e  $\mathbf{d}$  contém uma série temporal de dados. No caso do WMPol, a matriz de apontamento é definida por

$$A_{tp} = \begin{cases} 1 & \Leftrightarrow (\theta_t, \phi_t) \in p, \\ 0 & \Leftrightarrow (\theta_t, \phi_t) \notin p, \end{cases} \quad (6.2)$$

em que  $(\theta_t, \phi_t)$  são as coordenadas de uma determinada amostra, no instante  $t$ , e  $p$  um dado pixel do esquema de pixelização. A inversa da matriz de correlação temporal do ruído  $\mathbf{N}_{tt}^{-1}$  foi estimada utilizando-se procedimento descrito em Stompór *et al.* (2002). Nesse procedimento, faz-se uso do fato de que a função de autocorrelação de uma série temporal estacionária é a transformada inversa de Fourier do espectro de potência<sup>1</sup> e estima-se

$$\mathbf{N}_{tt}^{-1} \simeq \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{1}{|\mathcal{F}[d_t]|^2} \right], \quad (6.3)$$

em que  $\mathcal{F}^{-1}$  é a transformada inversa de Fourier e  $|\mathcal{F}[d_t]|^2$  o espectro de potência da série temporal  $d_t$ . Supondo-se que  $\mathbf{N}^{-1}$  seja uma matriz de Toeplitz, ela fica completamente caracterizada pela Equação 6.3.

Os mapas foram produzidos em um super computador IBM SP RS/6000 da NERSC<sup>2</sup>. Em

---

<sup>1</sup>A função de autocorrelação de uma série temporal estacionária é a transformada inversa de Fourier do espectro de potência. Esse resultado, conhecido como teorema de Wiener-Khinchine, permite simplificar o cálculo da mencionada função e investigar se há significativa autocorrelação de sinal no domínio temporal.

<sup>2</sup>National Energy Research Scientific Computing Center, Berkeley, CA, EUA.

adição aos mapas, foram também produzidos mapas contendo erro por pixel e histogramas contendo número de amostras por pixel. Ruído foi estimado subtraindo-se mapas do céu obtidos com diferentes subconjuntos de dados. As Figuras 6.1, 6.2, 6.3, 6.4, 6.5 e 6.6 mostram mapas do céu, erro por pixel e mapas de estimativa de ruído, em ambas as bandas do WMPol, obtidos com amostras calibradas automaticamente após 06/07/2004. A esses mapas foi aplicada uma máscara para remover alguns dos pixels contaminados por ruído sincronizado com a varredura.

## 6.2 Testes de significância

Testes  $\chi^2$  foram realizados para determinar a presença de sinal. Isto é, supõe-se que um mapa de  $N$  pixels não possui sinal, calcula-se  $\chi^2$  com  $N - 1$  graus de liberdade e investiga-se a probabilidade de que os mapas sejam consistentes com a hipótese de sinal nulo. As Tabelas 6.1 e 6.2 resumizam os principais resultados obtidos.

### 6.2.1 Mapas na banda Q

Nos mapas do céu e de ruído produzidos na banda Q, o  $\chi^2$  obtido difere significativamente do que seria de se esperar caso a hipótese de sinal nulo fosse verdadeira, isto é, a hipótese de sinal nulo foi rejeitada no nível de significância de 0,01. O fato de mapas do céu e de ruído apresentarem ambas distribuições consistentes com a presença de sinal é um indicativo de que os mapas são dominados por ruído não estacionário e que o processo de redução de dados não foi suficiente para minimizar a presença de sinais espúrios no polarímetro. O erro médio nos mapas calibrados automaticamente foi de  $47 \mu\text{K}/\text{pixel}$ . Esse erro permitiu detectar o sinal sincronizado com a varredura e a presença do Sol. O erro obtido é consistente com o erro médio esperado de  $42 \mu\text{K}/\text{pixel}$  dada a sensibilidade de  $3,5 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$  na banda Q.

Foram aplicadas máscaras para eliminar pixels no centro e bordas dos mapas, por serem eles os mais afetados por sinal sincronizado com a varredura. A hipótese de sinal nulo também foi rejeitada nessas sub-regiões dos mapas de céu e ruído.

Foram também produzidos mapas utilizando-se unicamente dados obtidos durante a noite. Esses mapas apresentam ruído por pixel menor do que os dos mapas produzidos com dados obtidos durante o dia, e não estavam contaminados por emissão do Sol. Para todas as sub-regiões dos mapas observadas durante a noite, a hipótese de sinal nulo foi rejeitada no nível de significância de 0,01 e foi aceita para os mapas de ruído. O mesmo resultado foi obtido quando ao invés do erro por pixel utiliza-se o erro esperado por pixel dada a sensibilidade medida do instrumento, o que indica que o resultado é

consistente com a sensibilidade do instrumento. O fato desses mapas do céu apresentarem distribuição consistente com a presença de sinal e os mapas de ruído serem consistentes com zero é um indicativo de detecção de sinal. Entretanto, é necessário cuidado antes de se aceitar essa hipótese. O que esses testes certamente indicam é que os dados obtidos durante a noite e calibrados automaticamente são o melhor subconjunto de dados de que o experimento dispõe. Caso a estatística dos dados fosse dominada apenas por erros estatísticos, poder-se-ia aceitar a hipótese de detecção. Entretanto, é necessário incluir erros sistemáticos nessa análise, tarefa longe de ser trivial.

Apesar da dificuldade de quantificar os erros sistemáticos, limites razoáveis para esse tipo de erro podem ser estabelecidos. Quando se supõe que a contribuição de erros sistemáticos é  $38 \mu\text{K}/\text{pixel} \leq \sigma \leq 98 \mu\text{K}/\text{pixel}$ , a hipótese de sinal nulo é aceita para todos os mapas de céu e ruído produzidos com dados obtidos durante a noite e calibrados automaticamente. Além disso, quando são incluídos dados obtidos durante o dia, a hipótese de sinal nulo é rejeitada no nível de significância de 0,01 nos mapas do céu e é aceita para os mapas de ruído, fato que é consistente com a detecção do Sol e de sinal sincronizado com a varredura. Quando se supõe que a contribuição de erro sistemático é  $\sigma \geq 99 \mu\text{K}/\text{pixel}$ , a hipótese de sinal nulo é aceita em todos os mapas de céu e ruído, não importando qual o subconjunto de dados utilizado para produzi-los. Dada que a detecção de sinais espúrios é evidente durante o dia,  $98 \mu\text{K}/\text{pixel}$  é um limite superior conservador para os erros sistemáticos do experimento na banda Q. Na prática, adotou-se  $41 \mu\text{K}/\text{pixel}$  por ser esse o erro sistemático que fornece um corte na distribuição de tal forma que a probabilidade de que o  $\chi^2$  do mapa esteja abaixo desse valor seja de 50%. Para erro estatístico adotou-se  $45 \mu\text{K}/\text{pixel}$ . O erro total é a soma desses dois erros.

Selecionando-se a maior área do céu que foi coberta com dados obtidos durante a noite, e que não é dominada por sinal sincronizado com a varredura, os dados do WMPol impõem um limite de  $Q < 86 \mu\text{K}/\text{pixel}$  ao parâmetro de Stokes na banda Q. A Figura 6.7 mostra o mapa utilizado na estimativa do limite apresentado. Esse mapa também foi utilizado para impor o limite superior no espectro de potência angular  $EE$  apresentado na Seção 6.4. Características desse e de outros mapas são reportadas na Tabela 6.1.

Os mapas obtidos com dados calibrados manualmente não apresentam comportamento semelhante aos mapas obtidos com dados calibrados automaticamente. Em todos os mapas do céu e de ruído, produzidos com esse conjunto de dados, a hipótese de sinal nulo foi rejeitada. Sendo assim, esses mapas não foram utilizados para impor limites.

### 6.2.2 Mapas na banda W

A situação se apresentou distinta em todos os mapas do céu e de ruído produzidos na banda W. O  $\chi^2$  concorda em demasia com o que seria de se esperar caso a hipótese de sinal nulo fosse verdadeira, isto é, a concordância é demasiadamente boa no nível de significância de 0,01. Esse comportamento dos mapas na banda W deve ser visto com ressalva, pois é muito raro que o valor  $\chi^2$  concorde muito bem com o esperado. A interpretação correta é que a ausência de sinal deve-se ao processo de redução de dados na banda W que removeu todo sinal na série temporal dessa banda. Para poder produzir mapas na banda W, foi necessário utilizar filtros passa alta em 4 Hz, para remover ruído  $1/f$ , e filtros para remover picos no espectro de potência. Além disso, foi necessário lidar com incertezas na calibração (35%) e o excesso de sinal sincronizado com a varredura ( $-1 \pm 15$  mK/grau). As várias estratégias adotadas e os filtros utilizados, durante a redução de dados, tiveram como efeito remover o sinal dessa série temporal. Não é de se espantar que esses mapas se apresentem consistentes com a hipótese de sinal nulo. Por esse motivo, os mapas do céu na banda W foram desprezados durante o procedimento de impor um limite superior na polarização da RCFM. Não foram aplicadas máscaras para eliminar pixels no centro dos mapas por se tratar de uma região mapeada bem pequena. Em mapas calibrados automaticamente, o erro médio foi  $19 \mu\text{K}/\text{pixel}$ . O erro obtido concorda muito bem com o erro médio esperado de  $19 \mu\text{K}/\text{pixel}$  dada a sensibilidade de  $3,0 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$  na banda W, sendo essa mais uma consequência da remoção de sinal na série temporal durante o processo de redução de dados.

### 6.2.3 Comparação entre os mapas do WMPol e WMAP

O WMPol é um instrumento de pseudo-correlação semelhante ao instrumento do WMAP (Jarosik *et al.*, 2003). Por esse motivo, realizou-se uma comparação entre os mapas do WMPol e os mapas do parâmetro Q de Stokes produzidos nas bandas Q e W com os três anos de dados obtidos pelo WMAP. Os mapas e resultados de polarização da RCFM obtidos pelo WMAP são apresentados em Page *et al.* (2006).

O WMPol e o WMAP são experimentos com características diferentes, o que torna difícil uma comparação direta entre os mapas. O espectro de potência angular é o domínio mais apropriado para a comparação entre dois experimentos. Entretanto, uma comparação qualitativa entre os mapas dos dois experimentos é útil para ilustrar o desempenho do WMPol e facilitar a compreensão do que foi observado pelo WMPol. A Tabela 6.3 compara as características básicas do instrumento WMPol e a de um radiômetro típico do WMAP. As Figuras 6.8 e 6.9 mostram os mapas do parâmetro Q de Stokes produzido pelo WMAP, respectivamente, nas bandas Q e W. A Tabela 6.4 mostra as principais ca-

racterísticas dos mapas do WMAP apresentados e que podem ser facilmente comparadas com as características dos mapas do WMPol reportadas nas Tabelas 6.1 e 6.2. Chama a atenção o fato do mapa na banda W do WMAP apresentar estruturas que não aparecem nos mapas na banda W do WMPol. Esse fato reforça a afirmação feita anteriormente de que o sinal na série temporal dessa banda foi removido durante o processo de redução de dados. O coeficiente de correlação de Pearson entre os mapas na banda Q apresentados nas Figuras 6.7 e 6.8 é de  $-0,13$ . O coeficiente de correlação de Pearson entre os mapas na banda W apresentados nas Figuras 6.4 e 6.9 é de  $0,17$ . O WMAP não detectou polarização  $EE$  em intervalos de multipolos  $\ell \gtrsim 10$ . Por esse motivo, diversos experimentos, entre eles o WMPol, foram dedicados, ou dedicam-se, a medir polarização da RCFM em escalas angulares intermediárias ( $30 \lesssim \ell \lesssim 1000$ ) e/ou escalas angulares pequenas ( $\ell \gtrsim 1000$ ).

### 6.3 Função janela do espectro de potência angular $EE$

Em um caso ideal (i.e. instrumento perfeito e ausência de ruído), a determinação do espectro de potência angular  $C_\ell$  é limitada pela variância cósmica, fração do céu observada e feixe do instrumento. Grandes escalas angulares só podem ser detectadas em casos em que haja uma grande cobertura do céu; pequenas escalas angulares só podem ser observadas com uma resolução angular apropriada. Na prática, além de efeitos como convolução do sinal do céu com o feixe do instrumento e a fração do céu observada, outros fatores impõem limites à determinação do espectro, tais como esquema de pixelização adotado, ruído por pixel, filtros aplicados durante redução dos dados no domínio temporal e de frequências, estratégia de varredura, presença de sinais espúrios, existência de ruído não estacionário e erros sistemáticos. Denomina-se pseudo-espectro  $\tilde{C}_\ell$  o espectro de potência angular de um dado mapa no qual esses efeitos não foram corrigidos e/ou quantificados. A razão  $W_\ell = \tilde{C}_\ell/C_\ell$  é denominada função janela do experimento. No caso do WMPol, interessa a função  $W_\ell^{EE} = \tilde{C}_\ell^{EE}/C_\ell^{EE}$ .

Para estimar a função janela do WMPol, simulações Monte Carlo foram realizadas utilizando mapas de ruído branco e realizações do céu consistentes com um espectro previsto no modelo padrão. Nas simulações, utiliza-se um certo mapa com espectro conhecido convoluído com um feixe gaussiano. O apontamento dos dados reais é utilizado para leitura do sinal dos pixels monitorados pelo WMPol e simulação de uma série temporal ideal do parâmetro  $Q$  de Stokes ( $I$  e  $U$  não foram medidos). Realiza-se redução da série temporal de dados de forma idêntica à realizada nos dados do WMPol, e investiga-se o pseudo-espectro obtido. A razão entre o espectro utilizado na simulação e o pseudo-espectro obtido é uma estimativa da função janela do experimento. A Figura 6.10 mostra uma

estimativa da função janela do WMPol para a banda Q, na ausência de ruído.

## 6.4 Limite superior no espectro de potência angular $EE$

A amplitude do espectro de potência angular mede a flutuação rms do mapa em uma dada escala angular  $\theta \sim 180^\circ/\ell$ . O mapa do WMPol na banda Q (mostrado na Figura 6.7) foi utilizado para estimar um limite superior no espectro de potência angular  $EE$ . Para tanto, adotou-se o algoritmo PolSpice<sup>3</sup> (Szapudi *et al.*, 2001; Chon *et al.*, 2004), que foi implementado em um super computador IBM SP RS/6000 da NERSC. Nesse algoritmo, a função de correlação angular de dois pontos  $\xi(\theta)$  é calculada a partir do mapa e o espectro de potência angular é estimado através de equações integrais que envolvem a função  $\xi(\theta)$ . O algoritmo estima  $C_\ell^{EE}$  a partir dos mapas de ruído, do erro por pixel, da fração do céu observada, da pixelização adotada, da função janela do experimento e do tamanho angular do feixe do instrumento (supondo-se uma função gaussiana). Na estimativa do  $C_\ell^{EE}$ , foram desprezadas informações sobre  $\xi(\theta)$  para separações angulares  $\theta > 2^\circ$ . Os resultados do WMPol permitiram obter o limite superior de  $14 \mu\text{K}$  (nível de confiança de 95%) no intervalo de multipolos  $170 < \ell < 240$  do espectro angular de potência  $EE$ . A Figura 6.11 mostra o limite superior no espectro de potência angular obtido pelo WMPol.

## 6.5 Erros sistemáticos e problemas observacionais

Erros sistemáticos não possuem um caráter aleatório e são decorrentes da instrumentação, do ambiente externo ao instrumento, do procedimento de aquisição de dados, dos algoritmos e das aproximações utilizadas pelo experimentador na produção de resultados. É difícil quantificar o impacto final dos erros sistemáticos nos resultados do WMPol. Caso houvesse um modelo razoável para cada erro sistemático, uma estimativa da contribuição total dos principais erros sistemáticos poderia ser obtida via simulação. Porém, esse procedimento requer significativo esforço e não é claro que os resultados do WMPol se beneficiariam desse tipo de análise. Mesmo assim, argumentos razoáveis, apresentados na Seção 6.2, permitem estimar que a contribuição de erros sistemáticos nos mapas do WMPol na banda Q seja  $38 \mu\text{K}/\text{pixel} \leq \sigma \leq 98 \mu\text{K}/\text{pixel}$ . A seguir, apresenta-se uma lista dos principais erros sistemáticos indentificados e problemas observacionais enfrentados no decorrer do experimento:

**Calibração manual:** Testes no laboratório da UCSB determinaram que a grade utilizada para calibração manual garantia pelo menos  $R_{\parallel} \gtrsim 95\%$  e  $R_{\perp} \lesssim 5\%$ ; portanto, a validade das Equações 5.3 e 5.4 não foi completamente testada.

---

<sup>3</sup>*Spatially Inhomogenous Correlation Estimator for Temperature and Polarisation*

Além disso, não havia um sensor de temperatura que fornecesse a temperatura do material absorvedor e, por esse motivo, uma média das temperaturas dos sensores nos espelhos primário e secundário teve que ser utilizada (o erro nessa média chegava a atingir até  $\pm 5$  K). A temperatura do céu não foi medida independentemente, mas estimada com base nas poucas varreduras em elevação obtidas as quais, por sua vez, foram calibradas com a calibração manual. O erro estatístico  $\sigma$  associado ao procedimento fornecido pela Equação 5.5 é

$$\sigma(G) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(V_h - V_v)^2 [\sigma^2(T_m) + \sigma^2(T_c)]}{(T_m - T_c)^4}}, \quad (6.4)$$

o que implica, de acordo com os dados coletados, que a incerteza na determinação das temperaturas resulta em uma incerteza na calibração manual de  $\frac{\sigma(G)}{G} \lesssim 2\%$ .

**Calibração automática:** Não ficou claro se houve erro gerado por uma possível deterioração da superfície do filme utilizado na calibração automática. Resíduos de poeira e formação de gelo na superfície do filme eram comuns. Apesar do cuidado tomado em verificar o filme regularmente, não se pôde garantir que a qualidade da sua superfície não tenha se deteriorado com o decorrer do tempo. Esse fato certamente poderia influenciar o cálculo da função de transferência  $\alpha$ , a qual só pode ser amostrada durante calibração manual e foi suposta como constante no decorrer do tempo. Outro problema relevante foi que devido à montagem do WMPol não foi tarefa trivial garantir que o filme refletisse apenas radiação proveniente do material absorvedor, sendo que alguma contribuição da radiação proveniente do *dewar* pode também ter sido refletida pelo filme. Essa foi uma provável fonte de erro sistemático devido ao pouco controle que se teve da posição do filme em relação à montagem do instrumento. O efeito combinado desses erros resultaria em uma estimativa da calibração sistematicamente menor do que o valor “verdadeiro”, gerando uma sobreestimativa do ruído. Apesar da calibração na banda Q ter sido independentemente estimada com Tau A, Farese *et al.* (2003) não fornecem uma estimativa da confiabilidade do modelo apresentado no Apêndice C deste trabalho. Entretanto, baseado nos resultados reportados em Farese *et al.* (2003), estima-se que o erro na estimativa da emissão de Tau A seja de 16%.

**Sinal sincronizado com a varredura:** A principal fonte de erro sistemático não controlado foi a existência de sinal sincronizado com a varredura. “*Evil*” é o melhor abuso de linguagem que se pode utilizar para se referir a esse tipo de erro. Apesar desse tipo de efeito ser comum em experimentos de RCFM e já ter sido

relatado anteriormente na literatura, esperava-se que o sinal fosse razoavelmente constante em longos intervalos de tempo, i.e., que fosse ocasionado única e exclusivamente pelo movimento do instrumento. A variação irregular e não periódica do sinal sincronizado encontrada nos dados do WMPol teve impacto relevante na qualidade dos mapas obtidos.

**Feixe:** A taxa de amostragem foi limitada pelo amplificador *lock-in* utilizado. O WMPol teria se beneficiado se uma taxa de amostragem mais elevada pudesse ter sido utilizada, o que ajudaria na eventual detecção de planetas e/ou detecção de Tau A para determinação do feixe. A Lua só foi utilizada para esse propósito na falta de uma fonte melhor na banda W.

**Amplificadores:** O desempenho dos amplificadores HEMTs utilizados foi inferior ao esperado. Em particular, o excesso de ruído  $1/f$  na banda W tornou muito difícil a análise desses dados. As sensibilidades medidas são inferiores ao esperado, sendo esse um claro indicativo de excesso de ruído instrumental.

**Medidas de  $Q$  e  $U$ :** Não foi possível medir simultaneamente os parâmetros de Stokes  $Q$  e  $U$  devido a escolha adotada para a varredura do céu. A não determinação de  $U$  tem impacto na estimativa do espectro de potência angular  $EE$ .

**Atitude do telescópio:** As limitações de movimento em elevação também tiveram impacto na observação de objetos para determinação do feixe, limitando as observações do objeto a apenas alguns minutos por noite. O pequeno tempo de integração desses objetos aumenta a indeterminação do feixe, pela baixa razão sinal/ruído dos mapas produzidos, e da calibração, por impedir uma determinação independente da mesma.

**Cúpula:** A cúpula foi um problema observacional inesperado. Apesar dela proteger a instrumentação das condições climáticas, variações térmicas na sua estrutura foram a principal fonte de instabilidade no sinal sincronizado com a varredura. Uma cúpula retrátil teria sido preferível e com certeza a presença de sinal sincronizado teria sido minimizada e facilitado a redução dos dados.

**Pipeline:** O *pipeline* foi desenvolvido no decorrer da campanha de observação e aperfeiçoado e validado após o término da campanha. Portanto, nem todas as ferramentas computacionais necessárias para monitoramento e análise de dados em tempo quase real estavam disponíveis em 2004. Isso significa que vários dos problemas que surgiram, e que poderiam ter sido corrigidos ou que poderiam sugerir mudanças na estratégia de aquisição de dados, só foram detectados após o término da campanha.

## 6.6 Discussão

Um *pipeline* foi elaborado e validado para simulação e tratamento dos dados do WMPol. Utilizando-se esse *pipeline*, mapas do céu foram produzidos em ambas as bandas. Testes de significância mostraram que não houve detecção de polarização linear da RCFM em nenhum dos mapas produzidos. Na banda Q, esses testes também apontam que os dados obtidos durante a noite e calibrados automaticamente foram os mais adequados para subsequente análise. Esse conjunto de dados possui 422 horas, constituindo 19% do total de dados brutos coletados. Esse conjunto permitiu produzir um mapa, de uma área próxima ao Pólo Norte Celeste, de 3 graus quadrados. Os erros estatísticos nesse mapa são de  $45 \mu\text{K}/\text{pixel}$  e estima-se  $41 \mu\text{K}/\text{pixel}$  para erro sistemático nesse mapa. O erro total impõe um limite de  $Q < 86 \mu\text{K}/\text{pixel}$  ao parâmetro de Stokes na banda Q nos mapas do WMPol. O uso desse mapa permitiu obter o limite superior de  $14 \mu\text{K}$  (nível de confiança de 95%) no intervalo de multipolos  $170 < \ell < 240$  do espectro angular de potência  $EE$ . O limite superior obtido é consistente com outros resultados reportados na literatura. A Tabela 6.5 compara o resultado obtido com o resultado de experimentos recentes de polarização da RCFM. O limite superior obtido também é consistente com a previsão para o espectro de potência angular  $EE$  do modelo cosmológico padrão baseado em matéria escura fria com constante cosmológica.

Os dados obtidos na banda W sofrem de excesso de ruído não celeste e excesso de ruído  $1/f$ . Esse fato foi mostrado quando se comparou o sinal sincronizado com a varredura e a frequência de joelho do ruído  $1/f$  nas bandas Q e W. O processo de redução de dados, aplicado aos dados na banda W, teve por consequência a remoção do sinal na série temporal dessa banda. Esse fato também foi mostrado durante os testes de significância nos mapas do céu na banda W. A comparação qualitativa entre os mapas do WMPol e WMAP também suporta essa afirmação. Por esse motivo, os mapas na banda W não foram utilizados para impor limites na polarização do céu em microondas.

Os erros sistemáticos e problemas observacionais encontrados servem de alerta para as dificuldades reais que um experimentador encontrará quando realizar esse tipo de experimento. Essas dificuldades não podem ser subestimadas durante as fases de planejamento, execução e interpretação do experimento.

TABELA 6.1- Principais parâmetros de alguns dos mapas produzidos na banda Q e calibrados automaticamente. Para cada mapa, mostra-se tempo de integração  $t$ , área do céu mapeada  $A$ , número de pixels no mapa  $N_p$ , média no mapa de sinal  $S$ , média no mapa de ruído  $R$ , erro por pixel  $E_S$  e  $E_R$  do mapa de sinal e do mapa de ruído,  $\chi^2$  do mapa de sinal e mapa de ruído, probabilidade  $P$  de se obter  $\chi^2 < x$ .

Área total mapeada		
$t = 797$ h	$S = (0 \pm 8) \mu\text{K}$	$\chi_\nu^2(S) = 6152$
$A = 5,5$ graus <sup>2</sup>	$E_S = (49 \pm 3) \mu\text{K/pixel}$	$\chi_\nu^2(R) = 1416$
$N_p = 420$	$R = (0 \pm 12) \mu\text{K}$	$P(\chi_\nu^2(S) < 6152) = 1,00$
	$E_R = (106 \pm 10) \mu\text{K/pixel}$	$P(\chi_\nu^2(R) < 1416) = 1,00$
Área sem centro e bordas do mapa (Figura 6.1)		
$t = 674$ h	$S = (0 \pm 7) \mu\text{K}$	$\chi_\nu^2(S) = 4406$
$A = 5,2$ graus <sup>2</sup>	$E_S = (47 \pm 0) \mu\text{K/pixel}$	$\chi_\nu^2(R) = 1147$
$N_p = 396$	$R = (0 \pm 8) \mu\text{K}$	$P(\chi_\nu^2(S) < 4406) = 1,00$
	$E_R = (94 \pm 1) \mu\text{K/pixel}$	$P(\chi_\nu^2(R) < 1147) = 1,00$
Área sem centro e bordas do mapa		
$t = 360$ h	$S = (0 \pm 6) \mu\text{K}$	$\chi_\nu^2(S) = 877$
$A = 2,7$ graus <sup>2</sup>	$E_S = (45 \pm 0) \mu\text{K/pixel}$	$\chi_\nu^2(R) = 360$
$N_p = 204$	$R = (0 \pm 9) \mu\text{K}$	$P(\chi_\nu^2(S) < 877) = 1,00$
	$E_R = (90 \pm 1) \mu\text{K/pixel}$	$P(\chi_\nu^2(R) < 360) = 1,00$
Área observada durante a noite		
$t = 501$ h	$S = (0 \pm 6) \mu\text{K}$	$\chi_\nu^2(S) = 1721$
$A = 3,2$ graus <sup>2</sup>	$E_S = (44 \pm 1) \mu\text{K/pixel}$	$\chi_\nu^2(R) = 271$
$N_p = 243$	$R = (0 \pm 5) \mu\text{K}$	$P(\chi_\nu^2(S) < 1721) = 1,00$
	$E_R = (87 \pm 1) \mu\text{K/pixel}$	$P(\chi_\nu^2(R) < 271) = 0,90$
Área sem centro e bordas do mapa e observada durante a noite (Figura 6.7)		
$t = 422$ h	$S = (0 \pm 5) \mu\text{K}$	$\chi_\nu^2(S) = 1044$
$A = 3,0$ graus <sup>2</sup>	$E_S = (45 \pm 0) \mu\text{K/pixel}$	$\chi_\nu^2(R) = 201$
$N_p = 231$	$R = (0 \pm 5) \mu\text{K}$	$P(\chi_\nu^2(S) < 1044) = 1,00$
	$E_R = (90 \pm 1) \mu\text{K/pixel}$	$P(\chi_\nu^2(R) < 201) = 0,08$
Área sem centro e bordas do mapa e observada durante a noite		
$t = 188$ h	$S = (0 \pm 5) \mu\text{K}$	$\chi_\nu^2(S) = 160$
$A = 1,4$ graus <sup>2</sup>	$E_S = (44 \pm 0) \mu\text{K/pixel}$	$\chi_\nu^2(R) = 82$
$N_p = 103$	$R = (0 \pm 8) \mu\text{K}$	$P(\chi_\nu^2(S) < 160) = 0,99$
	$E_R = (87 \pm 1) \mu\text{K/pixel}$	$P(\chi_\nu^2(R) < 82) = 0,07$

TABELA 6.2- Principais parâmetros do mapa produzido na banda W utilizando dados adquiridos durante a noite e calibrados automaticamente.

Área total mapeada (Figura 6.4)		
$t = 558$ h	$S = (0 \pm 1) \mu\text{K}$	$\chi^2_\nu(S) = 12$
$A = 1,1$ graus <sup>2</sup>	$E_S = (19 \pm 1) \mu\text{K/pixel}$	$\chi^2_\nu(R) = 13$
$N_p = 84$	$R = (0 \pm 2) \mu\text{K}$	$P(\chi^2_\nu(S) < 12) = 0,00$
	$E_R = (39 \pm 1) \mu\text{K/pixel}$	$P(\chi^2_\nu(R) < 13) = 0,00$

TABELA 6.3- Comparação entre as características básicas do instrumento WMPol e a de um radiômetro típico do WMAP.

	WMPol		WMAP	
	Q	W	Q	W
Banda	Q	W	Q	W
Amplificadores	HEMT	HEMT	HEMT	HEMT
Frequência central (GHz)	42	90	41	94
Largura efetiva de banda (GHz)	3	4	8,3	20,5
Sensibilidade (mK $\sqrt{s}$ )	3,5	3,0	1,0	1,6
Temperatura de sistema (K)	128	120	59	145
Frequência de joelho de ruído $1/f$ (mHz)	<100	<4000	<8	<10

TABELA 6.4- Principais parâmetros dos mapas do WMAP na região do céu observada pelo WMPol.

Mapa do WMAP na banda Q (Figura 6.8)		
$t = 19$ h	$S = (0 \pm 91) \mu\text{K}$	$\chi^2_\nu(S) = 557$
$A = 3,0$ graus <sup>2</sup>	$E_S = (58 \pm 1) \mu\text{K/pixel}$	$P(\chi^2_\nu(S) < 557) = 1$
$N_p = 231$		
Mapa do WMAP na banda W (Figura 6.9)		
$t = 7$ h	$S = (0 \pm 146) \mu\text{K}$	$\chi^2_\nu(S) = 215$
$A = 1,1$ graus <sup>2</sup>	$E_S = (91 \pm 1) \mu\text{K/pixel}$	$P(\chi^2_\nu(S) < 215) = 1$
$N_p = 84$		

TABELA 6.5- Comparação entre os resultados de experimentos recentes de polarização da RCFM.

Intervalo de multipolos	Frequência (GHz)	Resultado $EE$	Experimento e referência	Local
$66 < \ell < 505$	90	$< 14 \mu\text{K}$	PIQUE Hedman <i>et al.</i> (2001)	New Jersey, EUA
$2 < \ell < 20$	26 – 36	$< 10 \mu\text{K}$	POLAR Keating <i>et al.</i> (2001)	Wisconsin, EUA
$59 < \ell < 334$	90	$< 8,4 \mu\text{K}$	PIQUE Hedman <i>et al.</i> (2002)	New Jersey, EUA
$30 \lesssim \ell \lesssim 900$	26 – 36	Detecção	DASI Kovac <i>et al.</i> (2002)	Pólo Sul
$95 < \ell < 555$	26 – 36	$< 32 \mu\text{K}$	COMPASS Farese <i>et al.</i> (2004)	Wisconsin, EUA
$400 \lesssim \ell \lesssim 1500$	26 – 36	Detecção	CBI Readhead <i>et al.</i> (2004)	Chajnantor, Chile
$640 < \ell < 1270$	90	Detecção	CAPMAP Barkats <i>et al.</i> (2005)	New Jersey, EUA
$446 < \ell < 779$ $930 < \ell < 1395$ $1539 < \ell < 2702$	26 – 36	$< 7 \mu\text{K}$ $< 12,8 \mu\text{K}$ $< 25,1 \mu\text{K}$	CBI Cartwright <i>et al.</i> (2005)	Chajnantor, Chile
$201 < \ell < 1000$	145	Detecção	BOOMERANG Montroy <i>et al.</i> (2006)	Antártica
$2 < \ell < 6$	23 – 94	Detecção	WMAP Page <i>et al.</i> (2006)	L2
$170 < \ell < 240$	42	$< 14 \mu\text{K}$	WMPol Este trabalho	Califórnia, EUA

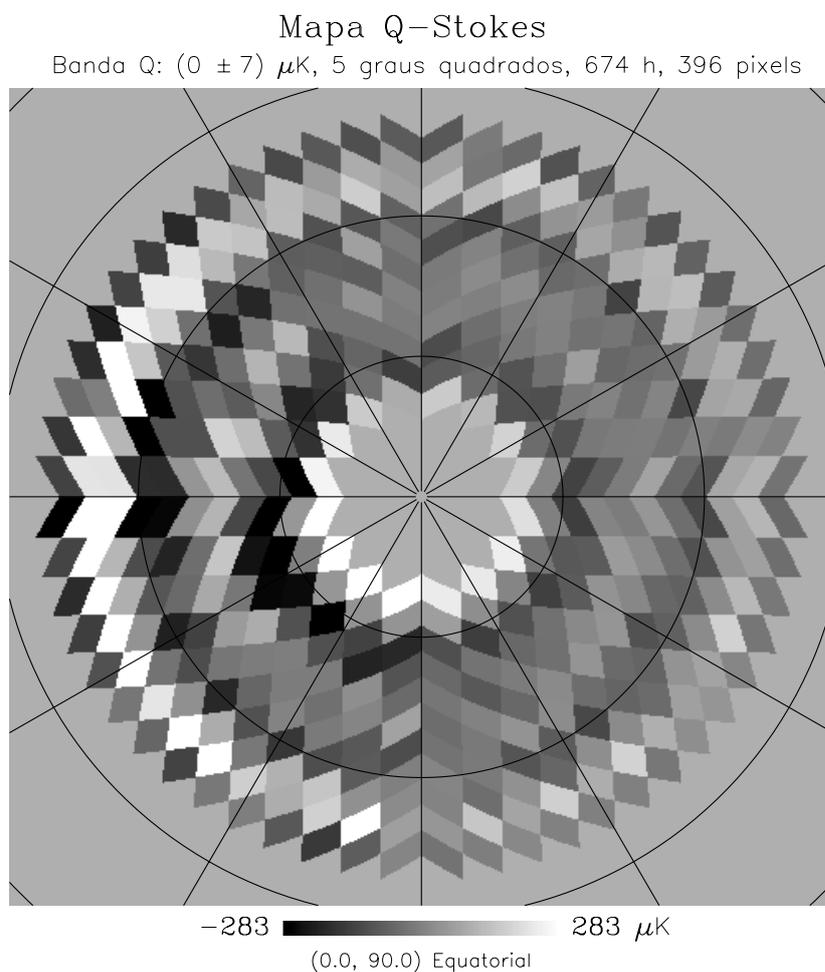


FIGURA 6.1- Projeção gnomônica de mapa do céu, na banda Q, centrado no Pólo Norte Celeste. No mapa, a ascensão reta tem origem no segmento vertical na metade inferior do mapa e cresce no sentido horário. O subtítulo mostra média, erro na média, área amostrada, tempo de integração e número de pixels. Os pixels possuem diâmetro de 7 minutos de arco. O espaçamento do *grid* é de 30 graus em ascensão reta e 30 minutos de arco em declinação.

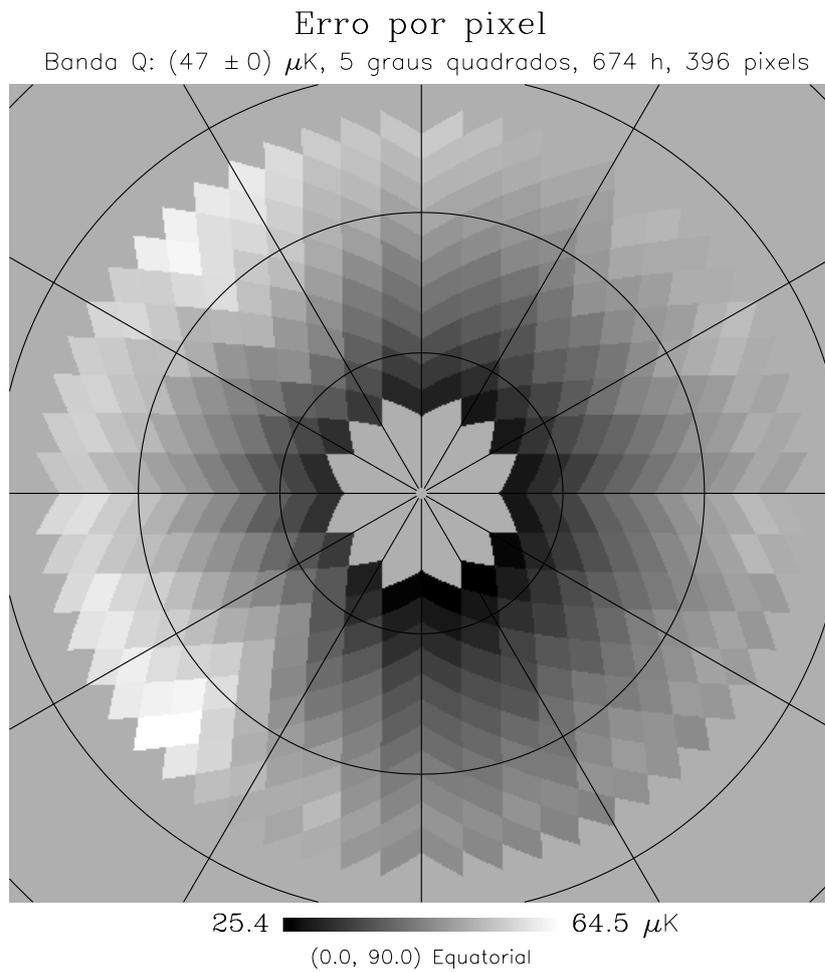


FIGURA 6.2- Projeção gnomônica de erro por pixel no mapa na Figura 6.1. O subtítulo mostra média, erro na média, área amostrada, tempo de integração e número de pixels. Os pixels possuem diâmetro de 7 minutos de arco. O espaçamento do *grid* é de 30 graus em ascensão reta e 30 minutos de arco em declinação.

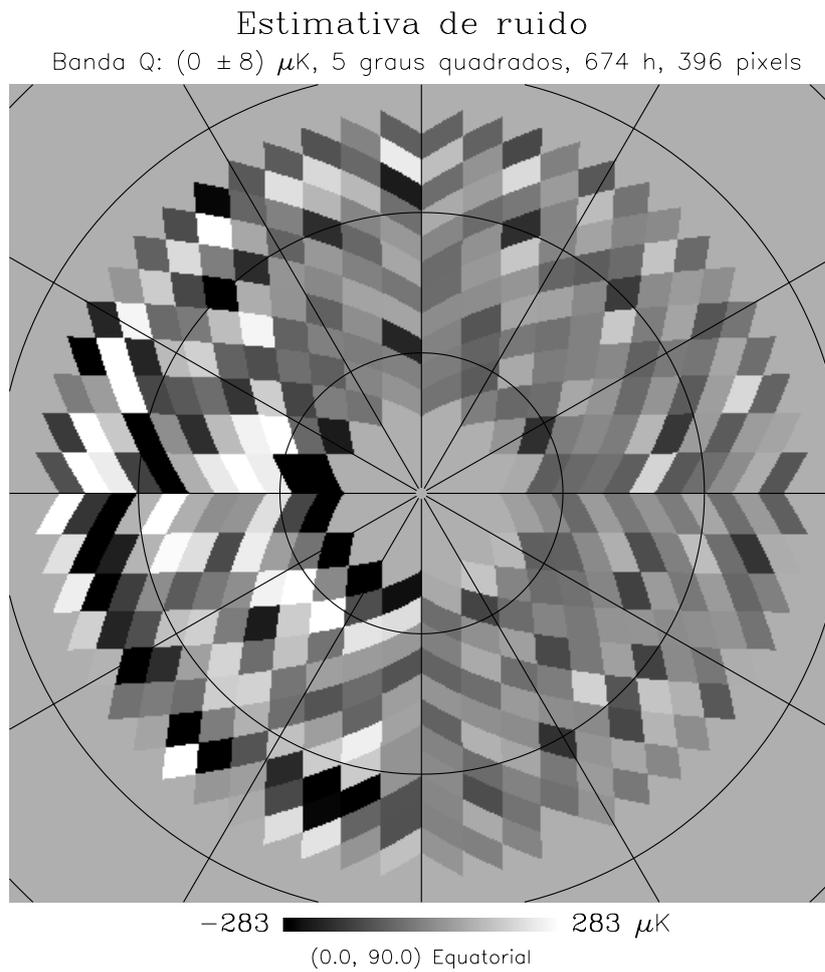


FIGURA 6.3- Projeção gnomônica de estimativa de ruído no mapa na Figura 6.1. O subtítulo mostra média, erro na média, área amostrada, tempo de integração e número de pixels. Os pixels possuem diâmetro de 7 minutos de arco. O espaçamento do *grid* é de 30 graus em ascensão reta e 30 minutos de arco em declinação.

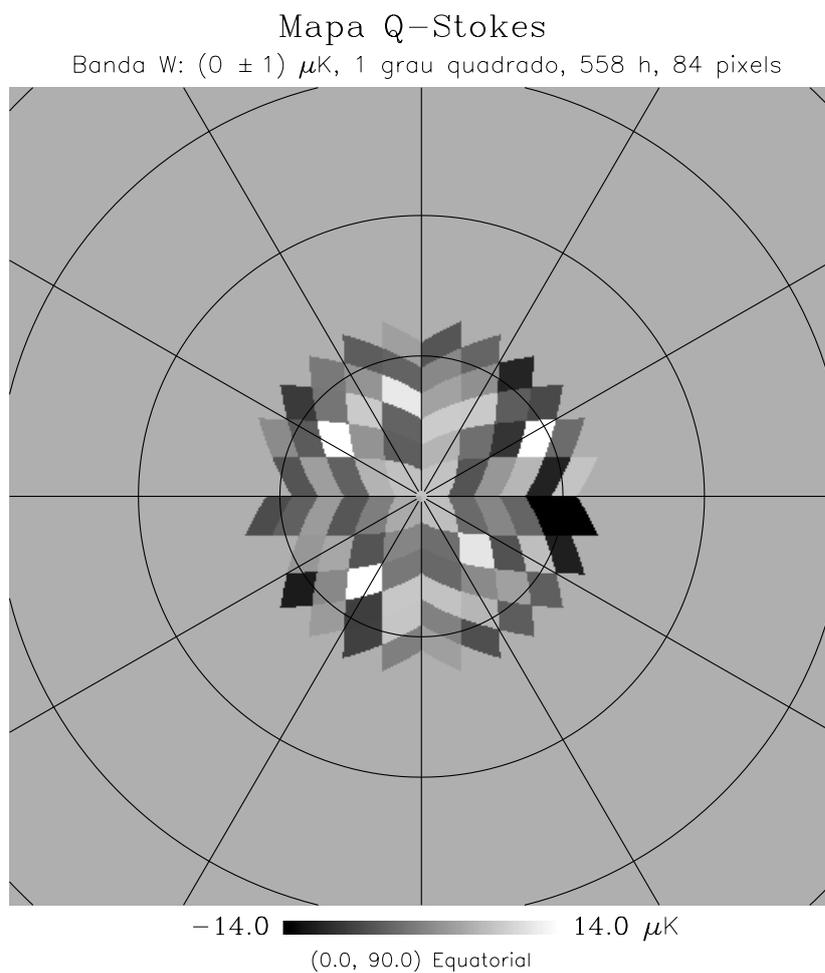


FIGURA 6.4- Projeção gnomônica de mapa do céu, na banda W, centrado no Pólo Norte Celeste. O subtítulo mostra média, erro na média, área amostrada, tempo de integração e número de pixels. Os pixels possuem diâmetro de 7 minutos de arco. O espaçamento do *grid* é de 30 graus em ascensão reta e 30 minutos de arco em declinação.

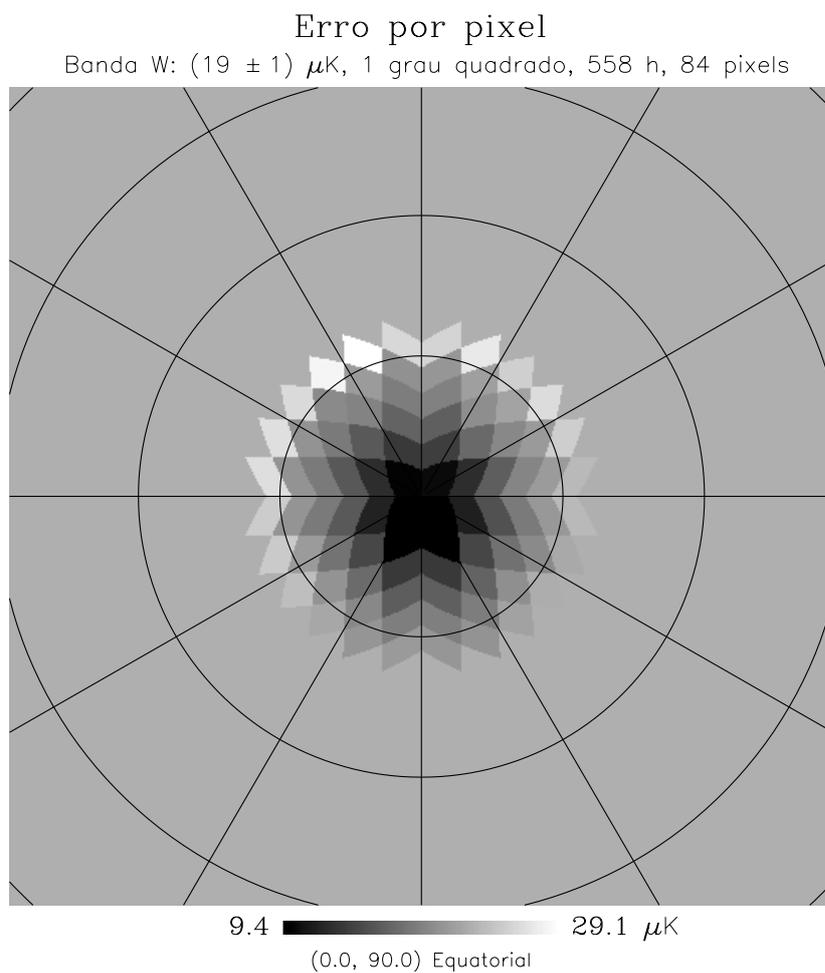


FIGURA 6.5- Projeção gnomônica de erro por pixel no mapa na Figura 6.4. O subtítulo mostra média, erro na média, área amostrada, tempo de integração e número de pixels. Os pixels possuem diâmetro de 7 minutos de arco. O espaçamento do *grid* é de 30 graus em ascensão reta e 30 minutos de arco em declinação.

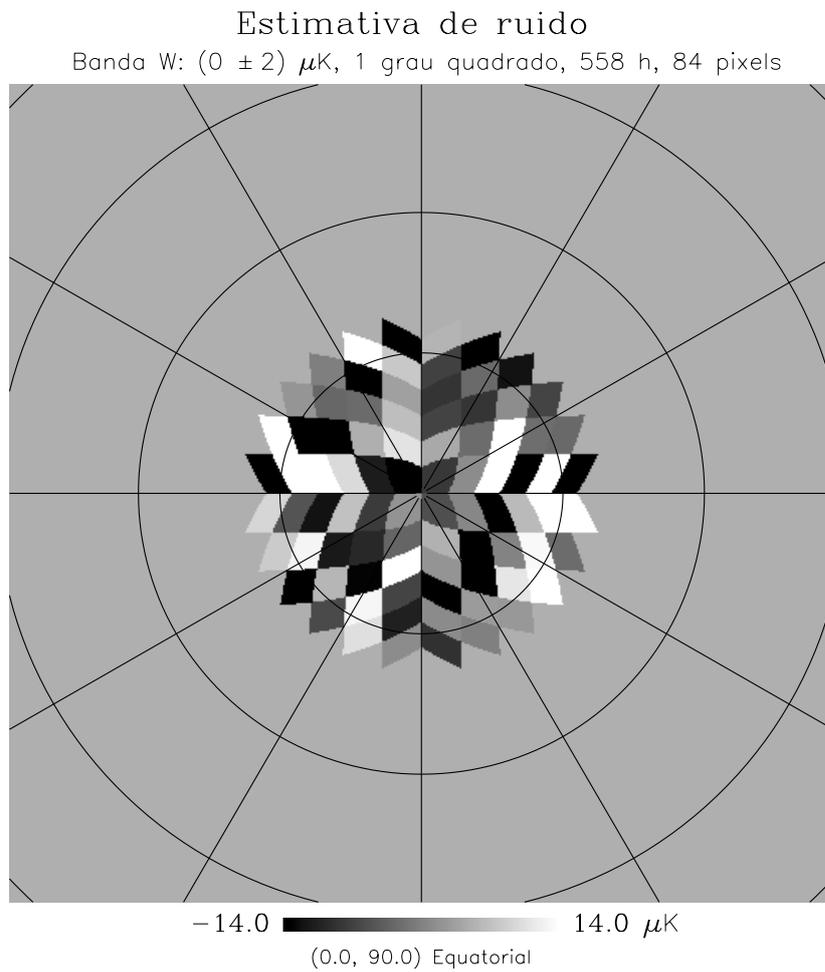


FIGURA 6.6- Projeção gnomônica de estimativa de ruído no mapa na Figura 6.4. O subtítulo mostra média, erro na média, área amostrada, tempo de integração e número de pixels. Os pixels possuem diâmetro de 7 minutos de arco. O espaçamento do *grid* é de 30 graus em ascensão reta e 30 minutos de arco em declinação.

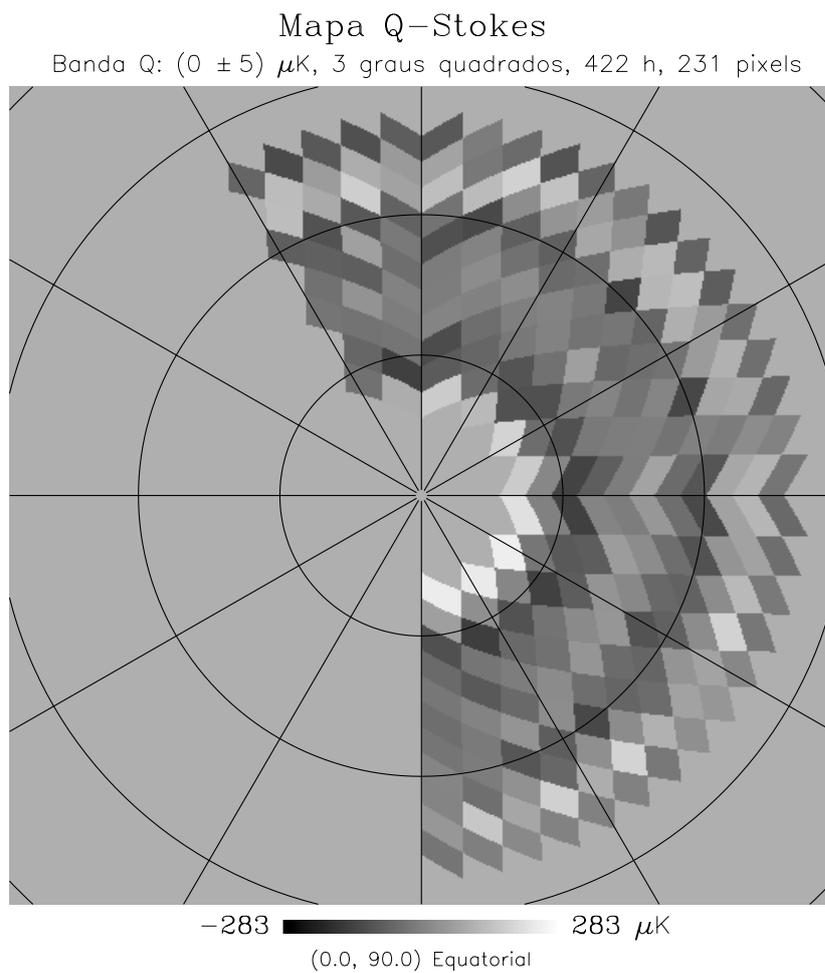


FIGURA 6.7- Projeção gnomônica de mapa do céu, na banda Q, produzido com amostras obtidas durante a noite. O subtítulo mostra média, erro na média, área amostrada, tempo de integração e número de pixels. Os pixels possuem diâmetro de 7 minutos de arco. O espaçamento do *grid* é de 30 graus em ascensão reta e 30 minutos de arco em declinação. Este mapa foi utilizado para impor o limite superior no espectro de potência angular *EE* apresentado neste trabalho.

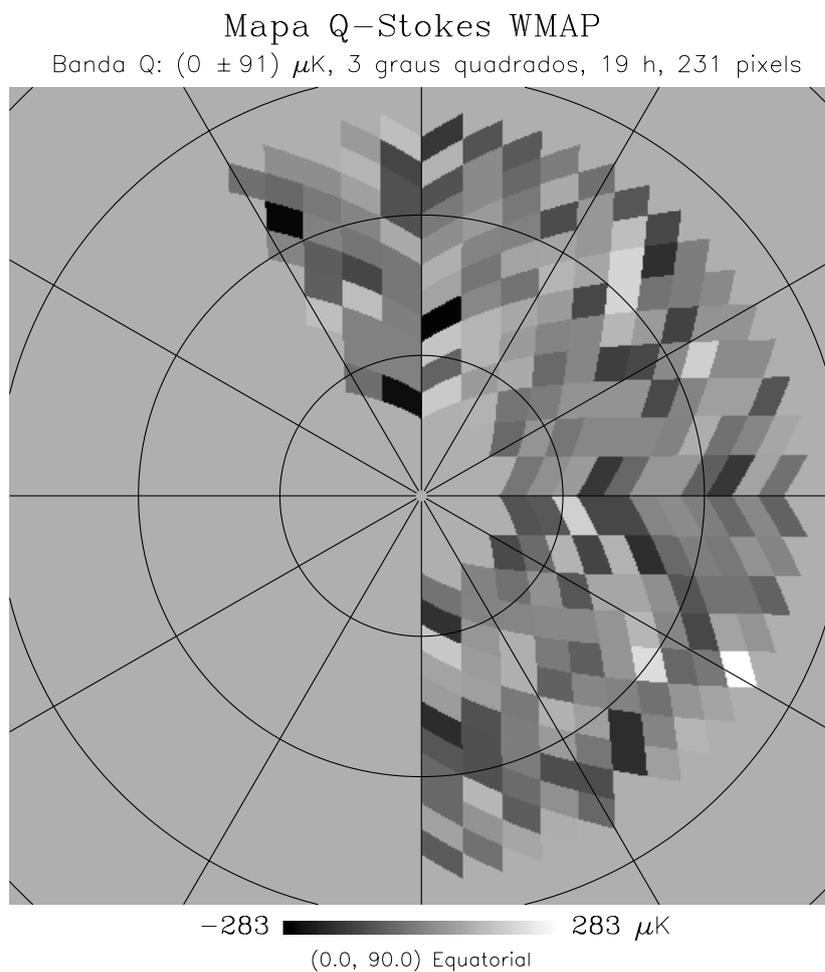


FIGURA 6.8- Projeção gnomônica de mapa do parâmetro Q de Stokes produzido pelo WMAP na banda Q. Mostra-se apenas a região observada pelo WMPol. Este mapa tem como único objetivo proporcionar uma comparação qualitativa para ilustrar o desempenho do WMPol e facilitar a compreensão do que foi observado pelo WMPol. Este mapa possui um erro de  $(58 \pm 1) \mu\text{K}/\text{pixel}$ ,  $\chi^2_\nu = 557$  e  $P(\chi^2_\nu(S) < 557) = 1$ .

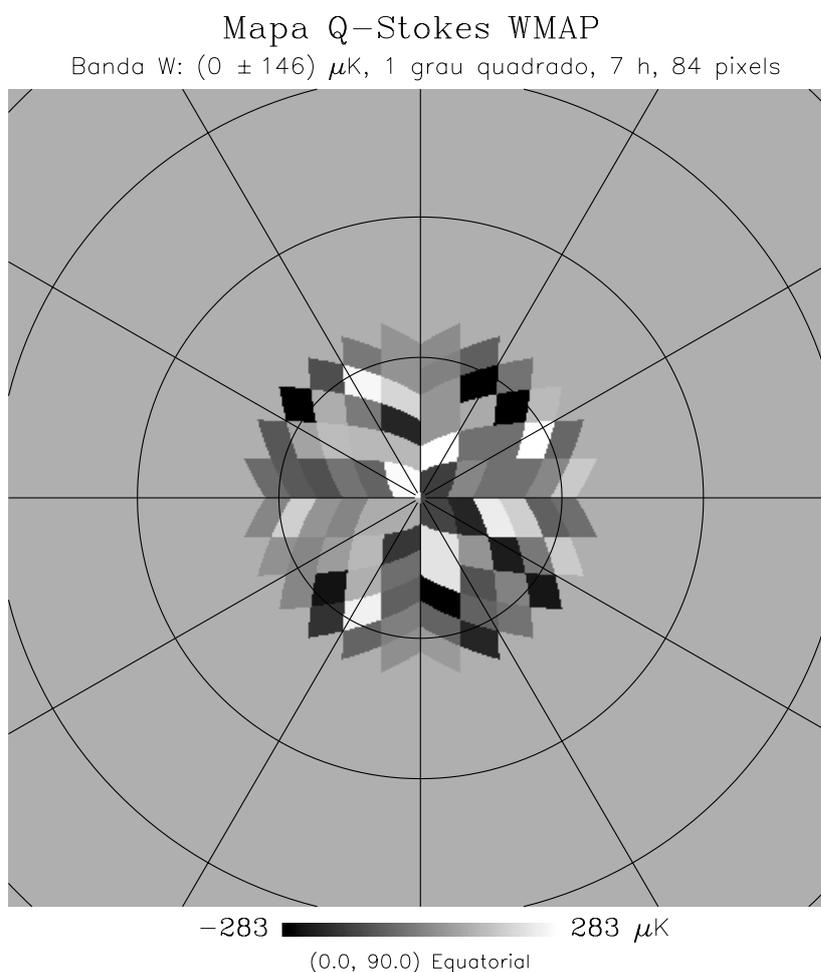


FIGURA 6.9- Projeção gnomônica de mapa do parâmetro Q de Stokes produzido pelo WMAP na banda W. Mostra-se apenas a região observada pelo WMPol. Este mapa tem como único objetivo proporcionar uma comparação qualitativa para ilustrar o desempenho do WMPol e facilitar a compreensão do que foi observado pelo WMPol. Este mapa possui um erro de  $(91 \pm 1) \mu\text{K}/\text{pixel}$ ,  $\chi^2_\nu = 215$  e  $P(\chi^2_\nu(S) < 215) = 1$ .

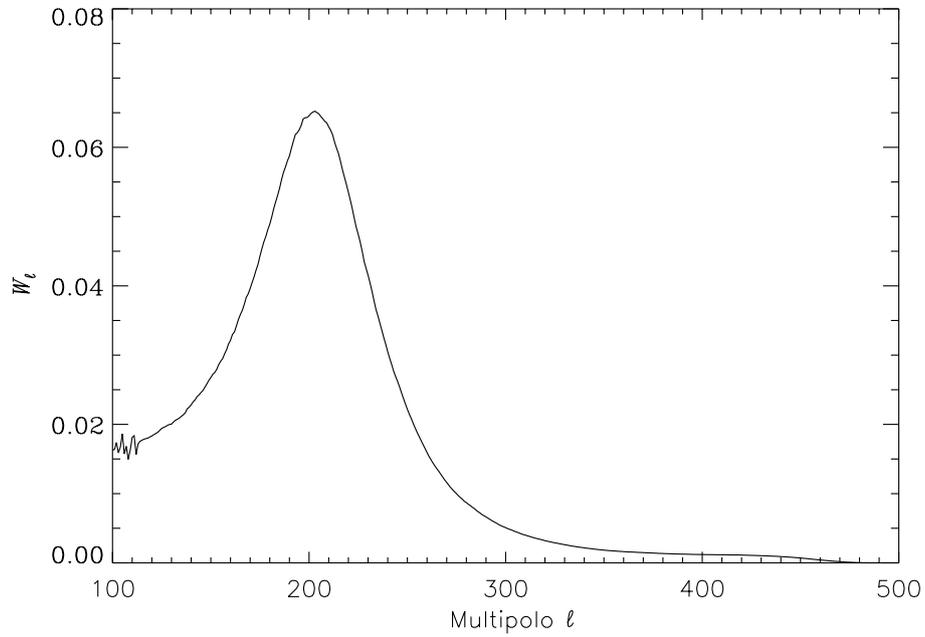


FIGURA 6.10- Estimativa da função janela do WMPol na banda Q. A função torna-se ruidosa para multipolos  $\ell < 120$  e não foi determinada para  $\ell < 100$ . O multipolo  $\ell = 120$  corresponde a uma escala angular de  $\sim 1,5^\circ$ , valor ligeiramente superior ao raio da área monitorada na banda Q. O valor da função janela torna-se desprezível para multipolos  $\ell \gtrsim 300$ , o que corresponde a uma escala angular de  $\sim 0,6^\circ$ , valor ligeiramente superior ao tamanho do feixe na banda Q.

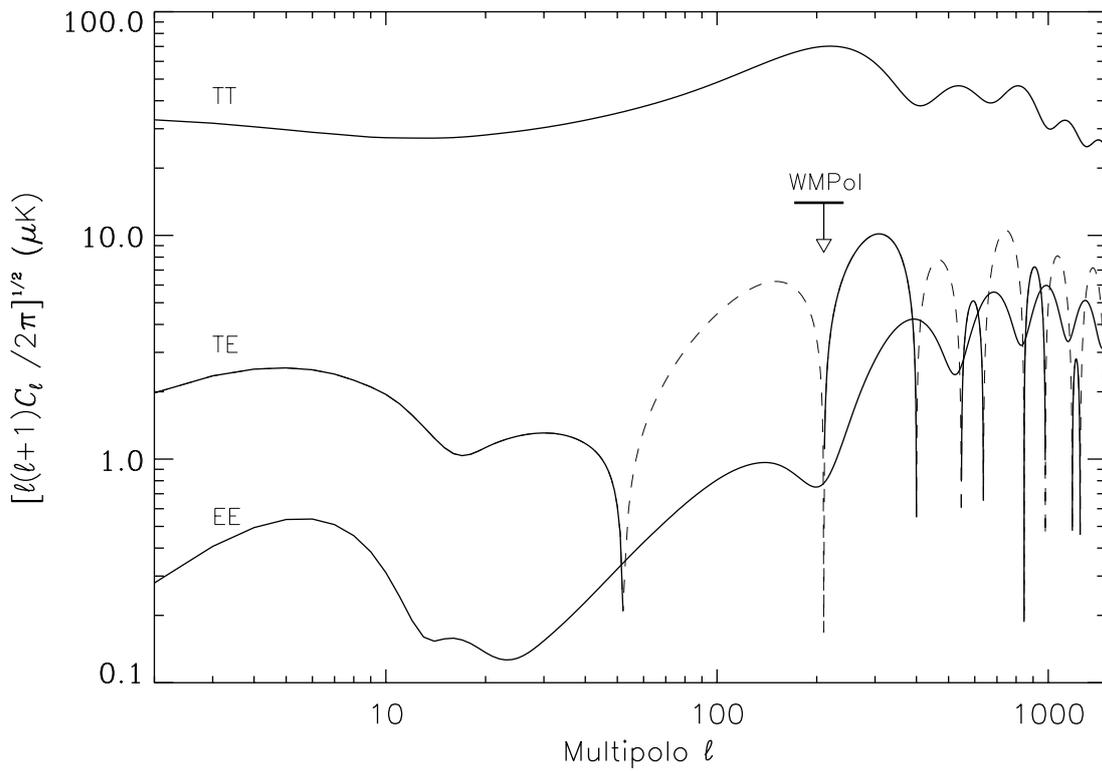


FIGURA 6.11- Limite superior no espectro de potência  $EE$  obtido com o WMPol. O limite superior mostrado é de  $14 \mu\text{K}$  (nível de confiança de 95%) no intervalo de multipolos  $170 < \ell < 240$ . A Figura também mostra os espectros  $TT$ ,  $TE$  e  $EE$  calculados com o CMBFAST. O CMBFAST estima  $(0,9 \pm 0,1) \mu\text{K}$  para  $EE$  em  $170 < \ell < 240$  para o modelo de matéria escura fria com constante cosmológica que melhor se ajusta aos dados dos três anos de observação do WMAP.



## CAPÍTULO 7

### CONCLUSÃO

O WMPol é um experimento dedicado a observações da polarização linear da RCFM nas bandas Q e W. O experimento é baseado em polarímetros HEMT e o telescópio é idêntico ao utilizado com sucesso em um experimento anterior de detecção de anisotropias da RCFM. Em 2004, foi realizada uma campanha de observação utilizando-se o WMPol. Os detalhes da campanha de 2004, os dados coletados, a análise realizada e os resultados obtidos foram descritos neste trabalho.

O sítio astronômico onde o WMPol foi instalado já havia sido utilizado anteriormente por outros experimentos de RCFM sem que suas condições para astronomia em microondas tivessem sido sistematicamente caracterizadas. O experimento WMPol ofereceu uma excelente oportunidade para que o estudo das condições em WMRS, para observações do céu em microondas, fosse realizado. Durante cerca de 90% do tempo monitorado, a velocidade do vento foi baixa o suficiente para permitir observações com o WMPol. Durante cerca de 70% do tempo diurno monitorado, o céu apresentou-se opticamente claro. A temperatura do céu nas bandas Q e W está de acordo com um modelo de Zhevakin-Naumov, para emissão atmosférica em microondas, para uma precipitação local de água de 1,7 mm. Essas características fazem de WMRS um bom sítio astronômico para observações do céu nas bandas Q e W. Além disso, mostrou-se que estimativas de precipitação de água inferidas a partir de medidas radiométricas correlacionam-se bem com estimativas inferidas a partir de medidas meteorológicas. Finalmente, opacidade e transmissão atmosférica em microondas em WMRS foram estimadas a partir de medidas locais. Em 225 GHz, a opacidade mediana medida foi de 0,11, o que corresponde a uma transmissão de 89,6%. Esses dados sugerem que WMRS é um bom sítio astronômico para observações do céu em microondas e é uma excelente escolha para abrigar futuros experimentos nessa faixa de frequências.

No período de 23/04/2004 a 17/10/2004, dois polarímetros na banda Q e W coletaram 2169 horas de dados brutos cada. Desse total, 1573 horas de dados na banda Q e 1205 horas de dados na banda W foram obtidos observando-se polarização linear da RCFM em uma região do céu de 5,5 graus quadrados centrada no Pólo Norte Celeste.

Parte da campanha de observação foi dedicada à caracterização experimental do instrumento. Observações de Tau A e da Lua permitiram estimar o tamanho angular dos feixes principais nas bandas Q e W como sendo, respectivamente,  $(24 \pm 3)$  minutos de arco e  $(12 \pm 3)$  minutos de arco. O apontamento do instrumento na região próxima ao Pólo Norte

Celeste foi determinado com uma precisão de de  $\pm 3$  minutos de arco, valor significativamente menor do que o tamanho angular dos feixes nas bandas Q e W. Utilizando-se varreduras do céu em elevação, a temperatura de ruído de sistema foi medida nas bandas Q e W, respectivamente, como sendo  $(128 \pm 1)$  K e  $(120 \pm 3)$  K. O espectro de potência dos dados permitiu determinar a sensibilidade média dos polarímetros nas bandas Q e W como sendo de, respectivamente,  $(3,5 \pm 0,1)$   $\text{mK}\sqrt{\text{s}}$  e  $(3,0 \pm 0,3)$   $\text{mK}\sqrt{\text{s}}$ . A frequência de joelho do ruído nas bandas Q e W é inferior a, respectivamente, 100 mHz e 4 Hz. A calibração automática média do instrumento nas bandas Q e W foi, respectivamente,  $(1,4 \pm 0,2)$  V/K e  $(1,8 \pm 0,8)$  V/K. A calibração na banda Q mostrou-se consistente com uma estimativa de  $(1,2 \pm 0,4)$  V/K, obtida independentemente observando-se a emissão polarizada de Tau A. O receptor na banda W não detectou objetos pontuais devido a excesso de ruído  $1/f$  nessa banda. Em ambos os polarímetros, detectou-se a existência de sinal não celeste correlacionado com o movimento em azimute do instrumento. Durante o dia, sinal sincronizado com a varredura nas bandas Q e W foi de, respectivamente,  $(-1 \pm 5)$  mK/grau e  $(-1 \pm 15)$  mK/grau. Esse sinal foi devido a radiação proveniente de variações térmicas da cúpula incidindo nos lóbulos laterais do feixe.

Foi elaborado e validado um conjunto de rotinas e funções, denominado *pipeline*, para a manipulação, tratamento, redução e análise dos dados do WMPol. Utilizando-se esse *pipeline*, mapas do céu foram produzidos em ambas as bandas. Testes de significância mostraram que não houve detecção de polarização linear da RCFM em nenhum dos mapas produzidos.

Na banda Q, os testes de significância mostram que os dados obtidos durante a noite e calibrados automaticamente foram os mais adequados para subsequente análise. Esse conjunto de dados possui 422 horas, constituindo 19% do total de dados brutos coletados. Esse conjunto permitiu produzir um mapa, de uma área próxima ao Pólo Norte Celeste, de 3 graus quadrados. Os erros estatísticos nesse mapa são de 45  $\mu\text{K}/\text{pixel}$  e estima-se 41  $\mu\text{K}/\text{pixel}$  para erro sistemático nesse mapa. O erro total impõe um limite de  $Q < 86$   $\mu\text{K}/\text{pixel}$  ao parâmetro de Stokes na banda Q nos mapas do WMPol.

Os dados obtidos na banda W sofrem de excesso de ruído não celeste, excesso de ruído  $1/f$  e picos no domínio de frequências. O processo de redução de dados, aplicado aos dados na banda W, teve por consequência a remoção do sinal na série temporal dessa banda. Esse fato foi mostrado durante os testes de significância nos mapas do céu na banda W. A comparação qualitativa entre os mapas do WMPol e WMAP também suporta essa afirmação. Por esse motivo, os mapas na banda W não foram utilizados para impor limites na polarização do céu em microondas.

Os erros estatísticos obtidos nos mapas em ambas as bandas são consistentes com o tempo de integração utilizado e a sensibilidade dos polarímetros.

A função janela do espectro de potência angular  $EE$  do WMPol, na banda Q, foi estimada através de simulações Monte Carlo utilizando mapas de ruído branco e realizações do céu consistentes com um espectro previsto pelo modelo cosmológico padrão. Um algoritmo para cálculo do espectro de potência angular da RCFM, a partir da função de correlação angular de dois pontos de um mapa, foi utilizado para extrair do mapa na banda Q um limite superior de  $14 \mu\text{K}$  (nível de confiança de 95%) no intervalo de multipolos  $170 < \ell < 240$  do espectro angular de potência  $EE$ . O limite superior obtido é consistente com outros resultados reportados na literatura. O limite superior obtido também é consistente com o valor de  $(0,9 \pm 0,1) \mu\text{K}$ , para  $EE$  em  $170 < \ell < 240$ , previsto pelo modelo cosmológico padrão de matéria escura fria com constante cosmológica que melhor se ajusta aos dados dos três anos de observação do WMAP.

Os erros sistemáticos e problemas observacionais encontrados servem de alerta para as dificuldades reais que um experimentador encontrará quando realizar esse tipo de experimento. Essas dificuldades práticas não podem ser subestimadas durante as fases de planejamento, execução e interpretação de um experimento dedicado à detecção de polarização da RCFM.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Allen, C. W. **Astrophysical quantities**. [S.l.]: London: University of London, Athlone Press, 1973, 3rd ed., 1973.

Aller, H. D.; Reynolds, S. P. The decrease with time of the radio flux of the Crab Nebula. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 293, p. L73–L75, Jun. 1985.

Amici, G. de; Bensadoun, M.; Bersanelli, M.; Kogut, A.; Levin, S.; Smoot, G. F.; Witebsky, C. The temperature of the cosmic background radiation - Results from the 1987 and 1988 measurements at 3.8 GHz. **The Astrophysical Journal**, v. 359, p. 219–227, Aug. 1990.

Amici, G. de; Smoot, G. F.; Aymon, J.; Bersanelli, M.; Kogut, A.; Levin, S. M.; Witebsky, C. Measurement of the intensity of the cosmic background radiation at 3.7 GHz. **The Astrophysical Journal**, v. 329, p. 556–566, June 1988.

Baars, J. W. M.; Genzel, R.; Pauliny-Toth, I. I. K.; Witzel, A. The absolute spectrum of CAS A - an accurate flux density scale and a set of secondary calibrators. **Astronomy & Astrophysics**, v. 61, p. 99–106, Oct. 1977.

Barkats, D.; Bischoff, C.; Farese, P.; Fitzpatrick, L.; Gaier, T.; Gundersen, J. O.; Hedman, M. M.; Hyatt, L.; McMahon, J. J.; Samtleben, D.; Staggs, S. T.; Vanderlinde, K.; Winstein, B. First measurements of the polarization of the cosmic microwave background radiation at small angular scales from CAPMAP. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 619, p. L127–L130, Feb. 2005.

Bensadoun, M.; Bersanelli, M.; Amici, G. de; Kogut, A.; Levin, S. M.; Limon, M.; Smoot, G. F.; Witebsky, C. Measurements of the cosmic microwave background temperature at 1.47 GHz. **The Astrophysical Journal**, v. 409, p. 1–13, May 1993.

Bersanelli, M.; Bensadoun, M.; Danese, L.; Amici, G. de; Kogut, A.; Levin, S.; Limon, M.; Maino, D.; Smoot, G. F.; Witebsky, C. Effects of Atmospheric Emission on Ground-based Microwave Background Measurements. **The Astrophysical Journal**, v. 448, p. 8–16, July 1995.

Bersanelli, M.; Witebsky, C.; Bensadoun, M.; Amici, G. de; Kogut, A.; Levin, S. M.; Smoot, G. F. Measurements of the cosmic microwave background radiation temperature at 90 GHz. **The Astrophysical Journal**, v. 339, p. 632–637, Apr. 1989.

Borrill, J.; Ferreira, P. G.; Jaffe, A. H.; Stompor, R. Cosmic Microwave Background Data Analysis with MADCAP. In: Banday, A. J.; Zaroubi, S.; Bartelmann, M. ed..

**Mining the Sky: Proceedings of the MPA/ESO/MPE.** [S.l.]: Springer-Verlag, 2001. p. 403–403. ISBN 3-540-42468-7.

Cabella, P.; Kamionkowski, M. Theory of cosmic microwave background polarization. **Astro-ph/0403392**, p. 1–32, Mar. 2004.

Caderni, N.; Fabbri, R.; Melchiorri, B.; Melchiorri, F.; Natale, V. Polarization of the microwave background radiation. I - Anisotropic cosmological expansion and evolution of the polarization states. II - an infrared survey of the sky. **Physical Review D**, v. 17, n. 1, p. 1901–1918, April 1978.

Cartwright, J. K.; Pearson, T. J.; Readhead, A. C. S.; Shepherd, M. C.; Sievers, J. L.; Taylor, G. B. Limits on the Polarization of the Cosmic Microwave Background Radiation at Multipoles up to  $l \sim 2000$ . **The Astrophysical Journal**, v. 623, p. 11–16, Apr. 2005.

Childers, J.; Bersanelli, M.; Figueiredo, N.; Gaier, T. C.; Halevi, D.; Kangas, M.; Levy, A.; Lubin, P. M.; Malaspina, M.; Mandolesi, N.; Marvil, J.; Meinhold, P. R.; J., M.; Natoli, P.; O’Neil, H.; Parendo, S.; Seiffert, M. D.; Stebor, N. C.; Villa, F.; Villela, T.; Williams, B.; Wuensche, C. A. The Background Emission Anisotropy Scanning Telescope (BEAST) instrument description and performances. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 158, n. 1, p. 124–138, May 2005.

Chon, G.; Challinor, A.; Prunet, S.; Hivon, E.; Szapudi, I. Fast estimation of polarization power spectra using correlation functions. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 350, n. 3, p. 914–926, May 2004.

Donzelli, S.; Maino, D.; Bersanelli, M.; Childers, J.; Figueiredo, N.; Lubin, P. M.; Meinhold, P. R.; O’Dwyer, I. J.; Seiffert, M. D.; Villela, T.; Wandelt, B. D.; Wuensche, C. A. Angular power spectrum of the FASTICA cosmic microwave background component from Background Emission Anisotropy Scanning Telescope data. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 369, p. 441–448, June 2006.

Dragone, C. Offset multireflector antennas with perfect pattern symmetry and polarization discrimination. **The Bell System Technical Journal**, v. 57, n. 7, p. 2663–2684, Sept. 1978.

ESPAS. Mauna Kea. **ESO Search for Potential Astronomical Sites: Site Summary Series**, v. 1.2, June 2003.

Farese, P. C.; dall’Oglio, G.; Gundersen, J.; Keating, B.; Klawikowski, S.; Knox, L.; Levy, A.; O’dell, C.; Peel, A.; Piccirillo, L.; Ruhl, J.; Timbie, P. COMPASS: an instrument for measuring the polarization of the CMB on intermediate angular scales. **New Astronomy Review**, v. 47, p. 1033–1046, Dec. 2003.

Farese, P. C.; Dall’Oglio, G.; Gundersen, J. O.; Keating, B. G.; Klawikowski, S.; Knox, L.; Levy, A.; Lubin, P. M.; O’Dell, C. W.; Peel, A.; Piccirillo, L.; Ruhl, J.; Timbie, P. T. COMPASS: an upper limit on cosmic microwave background polarization at an angular scale of 20’. **The Astrophysical Journal**, v. 610, p. 625–634, Aug. 2004.

Figueiredo, N.; Bersanelli, M.; Childers, J.; D’Arcangelo, O.; Halevi, D.; Janssen, M.; Kedward, K.; Lemaster, N.; Lubin, P.; Mandolesi, N.; Marvil, J.; Meinhold, P.; Mejía, J.; Mennella, A.; Natoli, P.; O’Neil, H.; Pina, A.; Pryor, M.; Sandri, M.; Simonetto, A.; Sozzi, C.; Tello, C.; Villa, F.; Villela, T.; Williams, B.; Wuensche, C. A. The optical design of the Background Emission Anisotropy Scanning Telescope (BEAST). **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 158, n. 1, p. 118–123, May 2005.

Fomalont, E. B.; Partridge, R. B.; Lowenthal, J. D.; Windhorst, R. A. Limits to cosmic background radiation fluctuations at 8.44 GHz between angular scales 10 and 200 arcsec. **The Astrophysical Journal**, v. 404, p. 8–20, Feb. 1993.

Freedman, W. L.; Turner, M. S. Colloquium: Measuring and understanding the universe. **Reviews of Modern Physics**, v. 75, p. 1433–1447, Nov. 2003.

Goldsmith, P. F. **Quasioptical Systems: Gaussian beam quasioptical propagation and applications**. [S.l.]: Piscataway, NJ: IEEE Press, 1998.

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. **The Astrophysical Journal**, v. 622, n. 2, p. 759–771, Apr 2005.

Guth, A. H. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. **Physical Review D**, v. 23, p. 347–356, Jan. 1981.

Hamaker, J. P.; Bregman, J. D. Understanding radio polarimetry. III. Interpreting the IAU/IEEE definitions of the Stokes parameters. **Astronomy & Astrophysics Supplement Series**, v. 117, p. 161–165, May 1996.

Hedman, M. M.; Barkats, D.; Gundersen, J. O.; Staggs, S. T.; Winstein, B. A limit on the polarized anisotropy of the cosmic microwave background at subdegree angular scales. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 548, p. L111–L114, Feb. 2001.

Hedman, M. M.; Barkats, D.; Gundersen, J. O.; McMahon, J. J.; Staggs, S. T.; Winstein, B. New limits on the polarized anisotropy of the cosmic microwave background at subdegree angular scales. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 573, p. L73–L76, July 2002.

Holdaway, M. A.; Foster, S. M.; Emerson, D.; Cheng, J.; Schwab, F. Wind velocities at the Chajnantor and Mauna Kea sites and the effect on MMA pointing. **MMA antenna memo #159**, 1996.

Hu, W.; White, M. A CMB polarization primer. **New Astronomy**, v. 2, p. 323–344, Oct 1997.

IAU. Transactions of the IAU Vol. XV B. In: **Proceedings of the Fifteenth General Assembly and Extraordinary General Assembly**. Dordrecht, The Netherlands: D. Reidel Publishing Company, 1974. p. 166–166. ISBN 90-277-0451-1.

Jarosik, N.; Bennett, C. L.; Halpern, M.; Hinshaw, G.; Kogut, A.; Limon, M.; Meyer, S. S.; Page, L.; Pospieszalski, M.; Spergel, D. N.; Tucker, G. S.; Wilkinson, D. T.; Wollack, E.; Wright, E. L.; Zhang, Z. Design, Implementation, and Testing of the Microwave Anisotropy Probe Radiometers. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 145, n. 2, p. 413–436, Abr. 2003.

Johnston, K. J.; Hobbs, R. W. Distribution of Brightness in Polarization of Taurus a and Brightness Distribution of NGC 1976 AT 9.55-MM Wavelength. **The Astrophysical Journal**, v. 158, p. 145–150, Oct. 1969.

Keating, B. G.; O'Dell, C. W.; Oliveira-Costa, A. de; Klawikowsk, S.; Stebor, N.; Piccirillo, L.; Tegmark, M.; Timbie, P. T. A limit on the large angular scale polarization of the cosmic microwave background. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 560, p. L1–L4, Oct. 2001.

Keihm, S. J. Interpretation of the lunar microwave brightness temperature spectrum - Feasibility of orbital heat flow mapping. **Icarus**, v. 60, p. 568–589, Dec. 1984.

Kogut, A. WMAP polarization results. **New Astronomy Review**, v. 47, p. 977–986, Dec. 2003.

Kogut, A.; Bersanelli, M.; Amici, G. de; Friedman, S. D.; Griffith, M.; Grossan, B.; Levin, S.; Smoot, G. F.; Witebsky, C. The temperature of the cosmic microwave background radiation at a frequency of 10 GHz. **The Astrophysical Journal**, v. 325, p. 1–15, Feb. 1988.

Kogut, A.; Spergel, D. N.; Barnes, C.; Bennett, C. L.; Halpern, M.; Hinshaw, G.; Jarosik, N.; Limon, M.; Meyer, S. S.; Page, L.; Tucker, G. S.; Wollack, E.; Wright, E. L. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Temperature-Polarization Correlation. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 148, p. 161–173, Sept. 2003.

Kolb, E. W.; Turner, M. S. **The early universe**. [S.l.: s.n.], 1990.

Kosowsky, A. Introduction to microwave background polarization. **New Astronomy Review**, v. 43, n. 2, p. 157–168, July 1999.

Kovac, J. M.; Leitch, E. M.; Pryke, C.; Carlstrom, J. E.; Halverson, N. W.; Holzappel, W. L. Detection of polarization in the cosmic microwave background using DASI. **Nature**, v. 420, p. 772–787, Dec. 2002.

Kraus, J. D. **Radio astronomy**. [S.l.: s.n.], 1986.

Landsman, W. B. The IDL Astronomy User's Library. In: Hanisch, R. J.; Brissenden, R. J. V.; Barnes, J. ed.. **Astronomical Data Analysis Software and Systems II, A.S.P. Conference Series**. [S.l.: s.n.], 1993. p. 246–246.

Larsen, T. A survey of the theory of wire grids. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, v. 10, n. 3, p. 191–201, May 1962.

Leitch, E. M.; Kovac, J. M.; Halverson, N. W.; Carlstrom, J. E.; Pryke, C.; Smith, M. W. E. Degree Angular Scale Interferometer 3 YEAR cosmic microwave background polarization results. **The Astrophysical Journal**, v. 624, p. 10–20, May 2005.

Leitch, E. M.; Kovac, J. M.; Pryke, C.; Carlstrom, J. E.; Halverson, N. W.; Holzappel, W. L.; Dragovan, M.; Reddall, B.; Sandberg, E. S. Measurement of polarization with the Degree Angular Scale Interferometer. **Nature**, v. 420, p. 763–771, Dec. 2002.

Leonardi, R.; Williams, B.; Bersanelli, M.; Ferreira, I.; Lubin, P. M.; Meinhold, P. R.; O'Neill, H.; Stebor, N. C.; Villa, F.; Villela, T.; Wuensche, C. A. The Cosmic Foreground Explorer (COFE): a ballon-borne microwave polarimeter to characterize polarized foregrounds. **New Astronomy Reviews**, v. 50, p. 977–983, Nov. 2006.

Levin, S. M.; Witebsky, C.; Bensadoun, M.; Bersanelli, M.; Amici, G. de; Kogut, A.; Smoot, G. F. A measurement of the cosmic microwave background radiation temperature at 1.410 GHz. **The Astrophysical Journal**, v. 334, p. 14–21, Nov. 1988.

Levy, A. R. The White Mountain Polarimeter: A telescope to measure polarization of the cosmic microwave background. **University of California, Santa Barbara, Ph.D. Thesis**, p. 1–206, July 2006.

Levy, A. R.; Leonardi, R. The White Mountain Polarimeter: A telescope to measure polarization of the cosmic microwave background. **Em preparação**, 2006.

Linde, A. D. A new inflationary universe scenario: A possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems. **Physics Letters B**, v. 108, p. 389–393, Feb. 1982.

Lubin, P.; Melese, P.; Smoot, G. Linear and circular polarization of the cosmic background radiation. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 273, p. L51–L54, Oct. 1983.

Lubin, P. M.; Smoot, G. F. Search for linear polarization of the cosmic background radiation. **Physical Review Letters**, v. 42, p. 129–132, Jan. 1979.

Lubin, P. M.; Smoot, G. F. Polarization of the cosmic background radiation. **The Astrophysical Journal**, v. 245, p. 1–17, April 1981.

Marvil, J.; Ansmann, M.; Childers, J.; Cole, T.; Davis, G. V.; Hadjiyska, E.; Halevi, D.; Heimberg, G.; Kangas, M.; Levy, A.; Leonardi, R.; Lubin, P.; Meinhold, P.; O’Neill, H.; Parendo, S.; Quetin, E.; Stebor, N.; Villela, T.; Williams, B.; Wuensche, C. A.; Yamaguchi, K. An astronomical site survey at the Barcroft Facility of the White Mountain Research Station. **New Astronomy**, v. 11, n. 4, p. 218–225, Jan. 2006.

McKinnon, M. Measurement of atmospheric opacity due to water vapor at 225 GHz. **MMA antenna memo #40**, 1987.

Meinhold, P. R.; Bersanelli, M.; Childers, J.; Figueiredo, N.; Gaier, T. C.; Halevi, D.; Huey, G. G.; Kangas, M.; Lawrence, C. R.; Levy, A.; Lubin, P. M.; Malaspina, M.; Mandolesi, N.; Marvil, J.; Mejía, J.; Natoli, P.; O’Dwyer, I.; O’Neill, H.; Parendo, S.; Pina, A.; Seiffert, M. D.; Stebor, N. C.; Tello, C.; Villa, F.; Villela, T.; Wade, L. A.; Wandelt, B. D.; Williams, B.; Wuensche, C. A. A Map of the Cosmic Microwave Background from the BEAST Experiment. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 158, p. 101–108, May 2005.

Meinhold, P. R.; Chingcuanco, A. O.; Gundersen, J. O.; Schuster, J. A.; Seiffert, M. D.; Lubin, P. M.; Morris, D.; Villela, T. The advanced cosmic microwave explorer - A millimeter-wave telescope and stabilized platform. **The Astrophysical Journal**, v. 406, n. 4, p. 12–25, Mar. 1993.

Mejía, J.; Bersanelli, M.; Burigana, C.; Childers, J.; Figueiredo, N.; Kangas, M.; Lubin, P.; Maino, D.; Mandolesi, N.; Marvil, J.; Meinhold, P.; O'Dwyer, I.; O'Neill, H.; Platania, P.; Seiffert, M.; Stebor, N.; Tello, C.; Villela, T.; Wandelt, B.; Wuensche, C. A. Galactic Foreground Contribution to the BEAST Cosmic Microwave Background Anisotropy Maps. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 158, p. 109–117, May 2005.

Mizuguchi, Y.; Akagawa, M.; Yokoi, H. Offset gregorian antenna. **Electronics and Communications in Japan**, v. 61, p. 58–66, Mar. 1978.

Montroy, T. E.; Ade, P. A. R.; Bock, J. J.; Bond, J. R.; Borrill, J.; Boscaleri, A.; Cabella, P.; Contaldi, C. R.; Crill, B. P.; Bernardis, P. de; De Gasperis, G.; Oliveira-Costa, A. de; De Troia, G.; Stefano, G. di; Hivon, E.; Jaffe, A. H.; Kisner, T. S.; Jones, W. C.; Lange, A. E.; Masi, S.; Mausekopf, P. D.; MacTavish, C. J.; Melchiorri, A.; Natoli, P.; Netterfield, C. B.; Pascale, E.; Piacentini, F.; Pogosyan, D.; Polenta, G.; Prunet, S.; Ricciardi, S.; Romeo, G.; Ruhl, J. E.; Santini, P.; Tegmark, M.; Veneziani, M.; Vittorio, N. A Measurement of the CMB  $\langle EE \rangle$  spectrum from the 2003 flight of BOOMERANG. **The Astrophysical Journal**, v. 647, p. 813–822, Aug. 2006.

Murray, F. W. On the computation of saturation vapor pressure. **Journal of Applied Meteorology**, v. 6, n. 1, p. 203–204, Feb. 1967.

Nanos, G. P. Polarization of the blackbody radiation at 3.2 centimeters. **The Astrophysical Journal**, v. 232, p. 341–347, Sept. 1979.

Netterfield, C. B.; Devlin, M. J.; Jarosik, N.; Page, L.; Wollack, E. J. A measurement of the angular power spectrum of the anisotropy in the cosmic microwave background. **The Astrophysical Journal**, v. 474, p. 47–66, Jan. 1997.

O'Dell, C. W.; Swetz, D. S.; Timbie, P. T. Calibration of millimeter-wave polarimeters using a thin dielectric sheet. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, v. 50, n. 9, p. 2135–2141, Sept. 2002.

O'Dwyer, I. J.; Bersanelli, M.; Childers, J.; Figueiredo, N.; Halevi, D.; Huey, G.; Lubin, P. M.; Maino, D.; Mandolesi, N.; Marvil, J.; Meinhold, P. R.; Mejía, J.; Natoli, P.; O'Neill, H.; Pina, A.; Seiffert, M. D.; Stebor, N. C.; Tello, C.; Villela, T.; Wandelt, B. D.; Williams, B.; Wuensche, C. A. The Cosmic Microwave Background Anisotropy Power Spectrum from the BEAST Experiment. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 158, p. 93–100, May 2005.

Oliveira-Costa, A. de. The cosmic microwave background and its polarization. In: Adamson, A.; Aspin, C.; Davis, C. ed.. **Astronomical Society of the Pacific Conference Series**. [S.l.: s.n.], 2005.

Oliveira-Costa, A. de; Tegmark, M.; O'dell, C.; Keating, B.; Timbie, P.; Efstathiou, G.; Smoot, G. Large-scale polarization of the microwave background and foreground. **Physical Review D**, v. 68, n. 8, p. 083003–083013, Oct. 2003b.

Oliveira-Costa, A. de; Tegmark, M.; Zaldarriaga, M.; Barkats, D.; Gundersen, J. O.; Hedman, M. M.; Staggs, S. T.; Winstein, B. First attempt at measuring the CMB cross-polarization. **Physical Review D**, v. 67, n. 2, p. 023003–023013, Jan. 2003a.

Page, L.; Hinshaw, G.; Komatsu, E.; Nolta, M. R.; Spergel, D. N.; Bennett, C. L.; Barnes, C.; Bean, R.; Doré, O.; Halpern, M.; Hill, R. S.; Jarosik, N.; Kogut, A.; Limon, M.; Meyer, S. S.; Odegard, N.; Peiris, H. V.; Tucker, G. S.; Verde, L.; Weiland, J. L.; Wollack, E.; Wright, E. L. Three Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: polarization analysis. **astro-ph/0603450**, Mar. 2006.

Page, L.; Nolta, M. R.; Barnes, C.; Bennett, C. L.; Halpern, M.; Hinshaw, G.; Jarosik, N.; Kogut, A.; Limon, M.; Meyer, S. S.; Peiris, H. V.; Spergel, D. N.; Tucker, G. S.; Wollack, E.; Wright, E. L. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Interpretation of the TT and TE Angular Power Spectrum Peaks. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 148, p. 233–241, Sept. 2003.

Partridge, R. B.; Nowakowski, J.; Martin, H. M. Linear polarized fluctuations in the cosmic microwave background. **Nature**, v. 331, p. 146–147, Jan. 1988.

Partridge, R. B.; Richards, E. A.; Fomalont, E. B.; Kellermann, K. I.; Windhorst, R. A. Small-scale cosmic microwave background observations at 8.4 GHz. **The Astrophysical Journal**, v. 483, p. 38–50, July 1997.

Penzias, A. A.; Wilson, R. W. A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s. **The Astrophysical Journal**, v. 142, n. 1, p. 419–421, July 1965.

Piacentini, F.; Ade, P. A. R.; Bock, J. J.; Bond, J. R.; Borrill, J.; Boscaleri, A.; Cabella, P.; Contaldi, C. R.; Crill, B. P.; Bernardis, P. de; De Gasperis, G.; Oliveira-Costa, A. de; De Troia, G.; Stefano, G. di; Hivon, E.; Jaffe, A. H.; Kisner, T. S.; Jones, W. C.; Lange, A. E.; Masi, S.; Mausekopf, P. D.; MacTavish, C. J.; Melchiorri, A.; Montroy, T. E.; Natoli, P.; Netterfield, C. B.; Pascale, E.; Pogosyan, D.; Polenta, G.; Prunet, S.; Ricciardi, S.; Romeo, G.; Ruhl, J. E.; Santini, P.; Tegmark, M.; Veneziani, M.; Vittorio, N. A measurement of the polarization-temperature angular cross-power

spectrum of the cosmic microwave background from the 2003 flight of BOOMERANG. **The Astrophysical Journal**, v. 647, p. 833–839, Aug. 2006.

Pickett, H. M.; Poynter, R. L.; Cohen, E. A.; Delitsky, M. L.; Pearson, J. C.; Muller, H. S. P. Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalog. **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 60, p. 883–890, Sept. 1998.

Radford, R. J. E.; Chamberlin, R. A. Atmospheric transparency at 225 GHz over Chajnantor, Mauna Kea, and the South Pole. **MMA antenna memo #334**, 2000.

Readhead, A. C. S.; Myers, S. T.; Pearson, T. J.; Sievers, J. L.; Mason, B. S.; Contaldi, C. R.; Bond, J. R.; Bustos, R.; Altamirano, P.; Achermann, C.; Bronfman, L.; Carlstrom, J. E.; Cartwright, J. K.; Casassus, S.; Dickinson, C.; Holzapfel, W. L.; Kovac, J. M.; Leitch, E. M.; May, J.; Padin, S.; Pogosyan, D.; Pospieszalski, M.; Pryke, C.; Reeves, R.; Shepherd, M. C.; Torres, S. Polarization observations with the Cosmic Background Imager. **Science**, v. 306, p. 836–844, Oct. 2004.

Rees, M. J. Polarization and spectrum of the Primeval Radiation in an anisotropic Universe. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 153, p. L1–L5, July 1968.

Seiffert, M.; Mennella, A.; Burigana, C.; Mandolesi, N.; Bersanelli, M.; Meinhold, P.; Lubin, P. 1/f noise and other systematic effects in the Planck-LFI radiometers. **Astronomy & Astrophysics**, v. 391, p. 1185–1197, Sept. 2002.

Sironi, G.; Boella, G.; Bonelli, G.; Brunetti, L.; Cavaliere, F.; Gervasi, M.; Giardino, G.; Passerini, A. A 33 GHz polarimeter for observations of the cosmic microwave background. **New Astronomy**, v. 3, p. 1–13, Jan. 1998.

Smoot, G. F. Summary of results from COBE. **ArXiv Astrophysics e-prints**, Feb. 1999.

Smoot, G. F.; Amici, G. de; Friedman, S. D.; Witebsky, C.; Mandolesi, N.; Partridge, R. B.; Sironi, G.; Danese, L.; Zotti, G. de. Low-frequency measurement of the spectrum of the cosmic background radiation. **Physical Review Letters**, v. 51, p. 1099–1102, Sept. 1983.

Smoot, G. F.; Amici, G. de; Friedman, S. D.; Witebsky, C.; Sironi, G.; Bonelli, G.; Mandolesi, N.; Cortiglioni, S.; Morigi, G.; Partridge, R. B. Low-frequency measurements of the cosmic background radiation spectrum. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 291, p. L23–L27, Apr. 1985.

Smoot, G. F.; Bensadoun, M.; Bersanelli, M.; Amici, G. de; Kogut, A.; Levin, S.; Witebsky, C. Long-wavelength measurements of the cosmic microwave background radiation spectrum. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 317, p. L45–L49, June 1987.

Stompor, R.; Balbi, A.; Borrill, J. D.; Ferreira, P. G.; Hanany, S.; Jaffe, A. H.; Lee, A. T.; Oh, S.; Rabii, B.; Richards, P. L.; Smoot, G. F.; Winant, C. D.; Wu, J.-H. P. Making maps of the cosmic microwave background: The MAXIMA example. **Physical Review D**, v. 65, n. 2, p. 022003–1–022003–25, Jan. 2002.

Subrahmanyam, R.; Kesteven, M. J.; Ekers, R. D.; Sinclair, M.; Silk, J. An Australia Telescope survey for CMB anisotropies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 315, p. 808–822, July 2000.

Szapudi, I.; Prunet, S.; Pogosyan, D.; Szalay, A. S.; Bond, J. R. Fast cosmic microwave background analyses via correlation functions. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 548, p. L115–L118, Feb. 2001.

Torbet, E.; Devlin, M. J.; Dorwart, W. B.; Herbig, T.; Miller, A. D.; Nolta, M. R.; Page, L.; Puchalla, J.; Tran, H. T. A measurement of the angular power spectrum of the microwave background made from the high chilean Andes. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 521, p. L79–L82, Aug. 1999.

Tytler, D.; O’Meara, J. M.; Suzuki, N.; Lubin, D. Review of Big Bang Nucleosynthesis and Primordial Abundances. **Physica Scripta Volume T**, v. 85, p. 12–+, 2000.

Villa, F.; Bersanelli, M.; Mandolesi, N. Design of Ka and Q band corrugated feed horns for CMB observations. **ITESRE/CNR Internal Report**, v. 188, 1997.

Villa, F.; Bersanelli, M.; Mandolesi, N. Design of W band corrugated feed horns for CMB observations. **ITESRE/CNR Internal Report**, v. 260, 1998.

Wald, R. M. **General relativity**. [S.l.]: Chicago, University of Chicago Press, 1984, 1984.

Wollack, E. J.; Jarosik, N. C.; Netterfield, C. B.; Page, L. A.; Wilkinson, D. A measurement of the anisotropy in the cosmic microwave background radiation at degree angular scales. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 419, p. L49–L52, Dec. 1993.

Zaldarriaga, M.; Seljak, U. All-sky analysis of polarization in the microwave background. **Physical Review D**, v. 55, n. 4, p. 1830–1840, Feb. 1997.

Zaldarriaga, M.; Seljak, U. CMBFAST for Spatially Closed Universes. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 129, n. 2, p. 431–434, Aug. 2000.

Zhevakin, S. A.; Naumov, A. P. Coefficient of absorption of electromagnetic waves by water vapor in the range 10 microns - 2 cm. **(Soviet) Academy of Science: Atmospheric and Oceanographic Physics**, v. 3, p. 674–694, 1967.



# APÊNDICE A

## FUNÇÕES SPIN-S

Este apêndice apresenta relações úteis ao estudo de funções spin-s. Essas funções são uma importante ferramenta no estudo dos parâmetros de Stokes para polarização linear  $Q$  e  $U$  e dos campos  $E$  e  $B$ .

Para uma dada direção especificada pelos ângulos  $(\theta, \phi)$  em um sistema de coordenadas esféricas, pode-se definir três versores ortogonais: o versor  $\hat{\mathbf{n}}$ , que aponta na direção radial, e os versores  $\hat{\mathbf{e}}_1$  e  $\hat{\mathbf{e}}_2$ , tangenciais à esfera de raio unitário. Para que  $\hat{\mathbf{e}}_1$  e  $\hat{\mathbf{e}}_2$  sejam univocamente determinados é necessário especificar um dado ângulo de rotação em torno de  $\hat{\mathbf{n}}$ . Uma função  ${}_s f(\theta, \phi)$  é dita spin-s quando sob uma rotação de  $(\hat{\mathbf{e}}_1, \hat{\mathbf{e}}_2)$ , no plano perpendicular a  $\hat{\mathbf{n}}$ , por um ângulo  $\psi$  a função satisfaz a identidade

$${}_s f(\theta, \phi) = e^{-is\psi} {}_s f(\theta, \phi). \quad (\text{A.1})$$

As quantidades  $Q + iU$  e  $Q - iU$  são, respectivamente, funções spin 2 e -2, pois transformam-se de acordo com

$$(Q \pm iU)(\hat{\mathbf{n}}) = e^{\mp 2i\psi} (Q \pm iU)(\hat{\mathbf{n}}). \quad (\text{A.2})$$

Um campo escalar sobre uma esfera pode ser expandido em harmônicos esféricos

$$Y_{\ell m}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2\ell + 1}{4\pi} \frac{(\ell - m)!}{(\ell + m)!}} P_{\ell}^m(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (\text{A.3})$$

em que  $P_{\ell}^m$  são os polinômios associados de Legendre e  $\ell$  e  $m$  são inteiros tais que  $\ell \geq 0$  e  $|m| \leq \ell$ . Analogamente, funções spin-s podem ser expandidas em harmônicos esféricos spin-s  ${}_s Y_{\ell m}$ . O conjunto de funções  ${}_s Y_{\ell m}$  é explicitamente dado por

$$\begin{aligned} {}_s Y_{\ell m}(\theta, \phi) &= e^{im\phi} \left[ \frac{(\ell + m)!(\ell - m)!(2\ell + 1)}{4\pi(\ell + s)!(\ell - s)!} \right]^{1/2} \sin^{2\ell}(\theta/2) \\ &\times \sum_r \binom{\ell - s}{r} \binom{\ell + s}{r + s - m} (-1)^{\ell - r - s + m} \cot^{2r + s - m}(\theta/2). \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$



## APÊNDICE B

### MEDIDAS RADIOMÉTRICAS PARA CÁLCULO DE OPACIDADE

Este apêndice apresenta o método descrito na Equação 4.2 e adotado para medir opacidade atmosférica em 225 GHz com o radiômetro NRAO.

A equação de transferência radiativa, ao longo de um caminho  $s$ , estabelece que

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu - \kappa_\nu I_\nu, \quad (\text{B.1})$$

em que  $I_\nu$  é a intensidade específica monocromática,  $j_\nu$  é o coeficiente de emissão do meio e  $\kappa_\nu$  o coeficiente de absorção. A solução da Equação B.1 para uma função fonte constante  $S_\nu = j_\nu/\kappa_\nu$  é dada por

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (\text{B.2})$$

em que a profundidade óptica é definida como  $\tau_\nu = \int \kappa_\nu ds$ .

Em 225 GHz, verifica-se  $0,036 < h\nu/kT < 0,054$  para qualquer temperatura da atmosfera  $T$  compreendida entre 200 K e 300 K. Portanto, é satisfeita a condição  $h\nu/kT \ll 1$  implicando a validade da lei de Rayleigh-Jeans para um espectro de corpo negro

$$I_\nu = \frac{2\nu^2 kT}{c^2}. \quad (\text{B.3})$$

No caso ideal, quando o radiômetro NRAO observa a atmosfera no zênite, a Equação B.2 pode então ser reescrita como

$$T_b = T_b(0)e^{-\tau_{225}} + T_a(1 - e^{-\tau_{225}}), \quad (\text{B.4})$$

em que  $T_b$  é a temperatura de brilho do céu acima da atmosfera,  $T_a$  a temperatura média da atmosfera (i.e., do meio) e  $\tau_{225}$  a opacidade atmosférica média no zênite em 225 GHz. Na prática, a Equação B.4 deve ser corrigida para levar em consideração a eficiência de antena  $\epsilon$  do instrumento e a temperatura de ruído do sistema  $T_s$ , obtendo-se

$$T_b = T_{RCFM}\epsilon e^{-\tau_{225}} + T_a\epsilon(1 - e^{-\tau_{225}}) + T_s, \quad (\text{B.5})$$

em que  $T_{RCFM}$  é a temperatura da RCFM que é a emissão dominante do céu em 225 GHz acima da atmosfera. Analogamente, quando o radiômetro observa um calibrador, à

temperatura  $T_c$ , obtém-se

$$T_b = \epsilon T_c + T_s. \quad (\text{B.6})$$

A diferença entre o sinal do calibrador e do céu é então

$$V_z = G^{-1}(T_c - T_a) + G^{-1}(T_a - T_{RCFM})e^{-\tau_{225}} \quad (\text{B.7})$$

em que  $V_z$  é a voltagem do sinal diferencial do instrumento no zênite e  $G$  o ganho do instrumento. Supondo  $T_{RCFM} \ll T_a$ , e resolvendo a Equação B.7 em relação a  $\tau_{225}$ , obtém-se

$$\tau_{225} \approx -\ln\left(\frac{G \cdot V_z + T_a - T_c}{T_a}\right), \quad (\text{B.8})$$

conforme se queria mostrar.

## APÊNDICE C

### ESTIMATIVA DA EMISSÃO POLARIZADA DE TAU A

Este apêndice apresenta uma estimativa da emissão polarizada de Tau A<sup>1</sup> para observações com o WMPol. A estimativa apresentada é baseada em um procedimento descrito em Farese *et al.* (2003). Em linhas gerais, o procedimento consiste em estimar o fluxo atual da fonte, em uma dada frequência e ângulo paralático de observação, a partir de medidas do fluxo polarizado de Tau A reportadas na literatura.

Johnston e Hobbs (1969) fornecem uma medida de polarização de Tau A, obtida em 31,4 GHz, como sendo  $P = (1,2 \pm 0,2)$  K a um ângulo médio de polarização de  $\alpha = 158^\circ$ . Baars *et al.* (1977) reportam  $(-0,299 \pm 0,009)$  para o índice espectral de Tau A. Observações desse objeto realizadas no período de 1968 a 1985, em 8 GHz, evidenciam que o fluxo em rádio de Tau A está diminuindo a uma taxa de  $(0,167 \pm 0,015)\%$  ao ano (Aller e Reynolds, 1985). Portanto, uma aproximação de primeira ordem para medidas em microondas da polarização  $P$  desse objeto, no ano  $t$  e frequência central  $\nu$ , é dada por

$$P(t, \nu) \sim 1,2 \times \left( \frac{\nu}{31,4 \times 10^9} \right)^{-0,299} \times [1 - (t - 1969) \times 0,00167], \quad (\text{C.1})$$

O ângulo paralático de uma observação é dado por  $\psi = \arcsin\left(\frac{\sin\theta \cos\varphi}{\cos\delta}\right)$ , em que  $\varphi$  é a latitude do observador e  $\theta$  e  $\delta$  são, respectivamente, azimute e declinação da observação. O WMPol mede apenas o parâmetro de Stokes  $Q'$  no referencial determinado pelo OMT do instrumento. Na ausência de ruído, os parâmetros de Stokes  $Q$  e  $U$ , na convenção da IAU, relacionam-se com as medidas do WMPol por  $Q' = Q \cos 2\psi + U \sin 2\psi$ . Recordando o fato de que  $Q = P \cos 2\alpha$  e  $U = P \sin 2\alpha$ , obtém-se

$$Q' \sim (\cos 2\alpha \cos 2\psi + \sin 2\alpha \sin 2\psi)P(t, \nu). \quad (\text{C.2})$$

Finalmente, corrige-se a diluição do sinal no feixe do instrumento

$$Q' = \left( \frac{\Omega_\tau + \Omega_J}{\Omega_\tau + \Omega_W} \right) (\cos 2\alpha \cos 2\psi + \sin 2\alpha \sin 2\psi)P(t, \nu). \quad (\text{C.3})$$

Essa expressão fornece o parâmetro  $Q'$ , em um dado ângulo paralático de observação  $\psi$ , a partir de uma estimativa  $P(t, \nu)$ . em que  $\Omega_\tau$ ,  $\Omega_J$ ,  $\Omega_W$  são, respectivamente, o ângulo de Tau A e dos feixes dos instrumentos utilizados pelo Johnston e Hobbs (1969) e pelo

---

<sup>1</sup>Tau A, mais conhecida como Nebulosa do Caranguejo, é uma famosa remanescente de supernova.

<sup>2</sup> $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$ ,  $\alpha \equiv \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right)$ .

Wmpol<sup>3</sup>. O modelo é simples e permite verificar a calibração do WMPol utilizando-se uma fonte pontual. Entretanto, a estimativa não corrige a absorção atmosférica (as medidas foram obtidas em diferentes ângulos de elevação).

---

<sup>3</sup>Johnston e Hobbs (1969) utilizaram um instrumento com um feixe  $\theta_{\text{FWHM}}$  de 1,6 minutos de arco. Para um feixe gaussiano,  $\Omega = \frac{\pi\theta_{\text{FWHM}}^2}{4 \ln 2}$ .