



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-14779-TDI/1232

**ESTUDO DA POSSIBILIDADE DE OBSERVAÇÃO DO EFEITO
SUNYAEV-ZEL'DOVICH NOS MAPAS DO WMAP**

Marina Trevisan

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr.
Carlos Alexandre Wuensche de Souza, aprovada em 26 de fevereiro de 2007.

INPE
São José dos Campos
2007

Publicado por:

esta página é responsabilidade do SID

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE)

Gabinete do Diretor – (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 – CEP 12.245-970

São José dos Campos – SP – Brasil

Tel.: (012) 3945-6911

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

**Solicita-se intercâmbio
We ask for exchange**

Publicação Externa – É permitida sua reprodução para interessados.



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-14779-TDI/1232

**ESTUDO DA POSSIBILIDADE DE OBSERVAÇÃO DO EFEITO
SUNYAEV-ZEL'DOVICH NOS MAPAS DO WMAP**

Marina Trevisan

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr.
Carlos Alexandre Wuensche de Souza, aprovada em 26 de fevereiro de 2007.

INPE
São José dos Campos
2007

524.827:524.7

Trevisan, M.

Estudo da possibilidade de observação do Efeito Sunyaev-Zel'Dovich nos mapas do WMAP / Marina Trevisan. - São José dos Campos: INPE, 2007.

141 p. ; (INPE-14779-TDI/1232)

1. Efeito S-Z. 2. Efeito Compton. 3. Radiação cósmica de fundo em microondas. 4. Microwave Anisotropy Probe. 5. Aglomerados galácticos. 6. Meio intergaláctico. I. Título.

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

Dr. Francisco José Jablonski



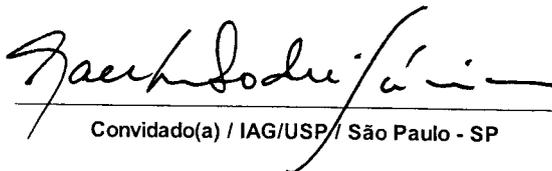
Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Laerte Sodré Jr.



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

Aluno (a): Marina Trevisan

São José dos Campos, 26 de Fevereiro de 2007.

*A Dona Iracema e Seu Olívio, pela dedicação à minha filha
durante a elaboração deste trabalho.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Fábio, não só pelo apoio, incentivo e ajuda na elaboração deste trabalho, mas também por ser uma pessoa tão especial que está sempre presente em todos os momentos. Agradeço também à Clara, a criaturinha mais especial na minha vida, por ter me acompanhado por nove meses a fio durante meu mestrado (na verdade ela não teve escolha), e por ter sido um bebê sem muitos problemas para dormir durante a noite.

Agradecimentos ao Reinaldo, que a custo de muitas discussões me deu valiosas sugestões e críticas que foram importantes não só para a realização deste trabalho, mas também para a minha formação. Meus agradecimentos também ao Alex, meu orientador, e aos membros da banca, Laerte e Chico.

Agradeço ao Márcio, amigo que tive a sorte de conhecer na DAS e ao Armando, pelo constante incentivo à minha curiosidade científica. Às secretária Val e Nilda, que sempre atenderam prontamente as minhas solicitações, e também a todos aqueles que não estão mencionados aqui, mas que de alguma forma me ajudaram a realizar este trabalho.

Agradecimentos especiais à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES, pelo apoio financeiro.

E finalmente, agradeço muito meus pais.

RESUMO

Observações do efeito Sunyaev-Zel'dovich (SZ) são de grande interesse em estudos de cosmologia e para o mapeamento das grandes estruturas do universo. Este efeito corresponde a uma pequena distorção no espectro da Radiação Cósmica de Fundo (RCF) causado por espalhamento Compton inverso dos fótons da RCF por elétrons presentes no gás em aglomerados de galáxias e é independente do *redshift* do aglomerado. Neste trabalho são apresentados a metodologia desenvolvida e os resultados da observação do efeito SZ nos mapas das bandas Q (41 GHz), V (61 GHz) e W (94 GHz) do satélite Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP). Os perfis radiais da variação de temperatura da RCF causada pelo efeito SZ são determinados para uma amostra de 42 aglomerados de galáxias. Estes são comparados com os perfis esperados, determinados a partir de dados em raios-X destes aglomerados, considerando o modelo beta isotérmico e o efeito de diluição pelo feixe do WMAP. A comparação é feita baseada na diferença entre os decrementos centrais dos perfis esperados e observados, ponderada pelas incertezas envolvidas. O decremento de temperatura médio encontrado corresponde a cerca de 1/3 do esperado. A diferença entre os decrementos de temperatura previsto e observado é, em média, $0,119 \pm 0,014$ mK com nível de confiabilidade de 95%. Parte da inconsistência entre os resultados obtidos e esperados pode ser explicada pela presença de fatores que afetam as observações do efeito SZ, tais como emissão Galáctica, fontes de rádio, subestruturas, ruído do instrumento e as flutuações primárias da RCF, que possuem amplitude da ordem do próprio efeito SZ. Excluindo os aglomerados que possivelmente são afetados por estes processos, diminui-se a inconsistência entre os dados em raios-X e WMAP, obtendo uma diferença entre previsto e observado de $0,059 \pm 0,026$ mK com nível de confiabilidade de 95%.

ON THE POSSIBILITY OF OBSERVING THE SZ EFFECT ON THE WMAP MAPS

ABSTRACT

The Sunyaev-Zel'dovich (SZ) effect offers a unique and powerful observational tool in cosmology and in large scale structure studies. It is a spectral distortion of the cosmic microwave background (CMB) caused by inverse Compton scattering of CMB photons by hot electrons present in the central regions of galaxy clusters, and is insensitive to the redshift of the cluster. In this work, the methods and results of SZ effect observations using Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) data in Q (41 GHz), V (61 GHz) and W (94 GHz) bands are presented. The radial profiles of the temperature deviation of the CMB are obtained for a sample of 42 clusters of galaxies. These profiles are compared to the expected profiles, inferred by considering the isothermal beta model derived from X-ray data and taking into account the WMAP point spread function. The comparison is performed considering the difference between the central values of the predicted and observed profiles, weighted by the uncertainties involved. The average observed SZ decrement only accounts for about 1/3 of the expected decrement. The difference between predicted and observed decrements is 0.119 ± 0.014 mK at 95% confidence level. Part of this discrepancy between expected and observed decrements can be explained by the presence of factors that affect SZ measurements, such as Galaxy emission, radio sources, substructures, instrument noise and CMB fluctuations, with amplitudes of the order of the SZ effect itself. Excluding clusters that are prone to contamination, the discrepancy between X-ray and WMAP data is reduced, resulting in a difference between predicted and observed decrements of 0.059 ± 0.026 mK, at 95% confidence level.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

1 - INTRODUÇÃO	25
2 - O EFEITO SUNYAEV-ZEL'DOVICH	31
2.1 - Modelo do Meio Intraglomerado	33
2.2 - Interpretação das Medidas do Efeito Sunyaev-Zel'dovich	35
2.2.1 - Aglomerados com Concentração de Gás e Subestruturas	35
2.2.2 - Correções Relativísticas	36
2.2.3 - Emissão Galáctica	37
2.2.4 - Fontes de Rádio	39
2.2.5 - Flutuações da RCF	39
3 - DESCRIÇÃO DOS DADOS	45
3.1 - Mapas da Radiação Cósmica de Fundo	45
3.2 - Amostra de Aglomerados de Abell	47
3.2.1 - Amostra de Aglomerados L2006	47
3.2.2 - Amostra de Aglomerados MM2000	48
3.2.3 - Notas Individuais de Cada Aglomerado	51
4 - METODOLOGIA	61
4.1 - Definição do Perfil Esperado	61
4.2 - Obtenção dos Perfis a Partir dos Mapas do WMAP	64
4.3 - Perfis Previstos <i>versus</i> Observados	70
5 - EFEITOS SISTEMÁTICOS	87
5.1 - Emissão Galáctica	88
5.2 - Fontes de Rádio	90
5.3 - Ruído Sistemático do Instrumento	94
5.4 - Presença de Subestruturas	102
5.5 - Incertezas nas Coordenadas do Aglomerado	102

5.6 - Inconsistência entre Resultados da Análise de Raios-X	104
6 - RESULTADOS	109
6.1 - Comentários sobre Aglomerados Individuais	111
6.2 - Comentários Finais	115
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	117
A -MODELO COSMOLÓGICO PADRÃO	131
A.1 - Composição do Universo	131
A.2 - A Dinâmica do Universo	133
A.3 - História Térmica do Universo	136
B -O EFEITO SZ COMO UMA FERRAMENTA COSMOLÓGICA . . .	137
B.1 - Determinação de Distâncias	137
B.2 - Determinação de Ω_b/Ω_M	139

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Espectro da Radiação C3smica de Fundo, n3o distorcido (linha tracejada) e distorcido pelo efeito SZ (linha cheia). Para ilustrar o efeito, a distor33o neste gr33fico foi calculada para uma popula33o de el33trons t33rminos presentes em um aglomerado fict33cio 1000 vezes mais massivo que um aglomerado t33pico.	27
2.1 Distor33o espectral da RCF devida ao efeito Sunyaev-Zel'dovich t33rmino (linha cheia). O gr33fico 33 esquerda mostra a varia33o de intensidade da radia33o e o gr33fico 33 direita mostra a varia33o na temperatura de Rayleigh-Jeans. A linha pontilhada 33 esquerda corresponde ao espectro t33rmino da RCF, em escala de $0, 0005B_\nu$. A curva corresponde 33 distor33o devido a uma popula33o de el33trons com temperatura de 10 keV e par33metro de Comptoniza33o de 10^{-4}	33
2.2 Espectro SZ obtido a partir da equa33o de Kompaneets (linha cheia) e considerando efeitos relativ33sticos (linha pontilhada). Na Figura, $x = h\nu/k_B T_{RCF}$, e o eixo y representa a mudan33a na intensidade da radia33o em unidades de $(hc)^2/(2(kT_{RCF})^3)$ para $k_B T_e = 5, 10$ e 15 keV	38
2.3 Espectro de pot33ncia do efeito SZ obtido analiticamente por Komatsu e Seljak (2002), considerando tr33s valores de σ_8 (σ_8 representa a vari33ncia das flutua33o33es de densidade em um volume esf33rico de raio $R = 8 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$, ou seja, $\sigma_8 = (\overline{M_8^2} - \overline{M_8}^2)/\overline{M_8}^2$, em que M_8 33 a massa contida neste volume). Os espectros considerando $\sigma_8 = 0, 95, 1, 05$ e $1, 15$ correspondem 33 linhas cheias. A linha tracejada representa as flutua33o33es prim33rias da RCF, enquanto a linha cheia mais forte indica o espectro da RCF somado ao espectro SZ considerando $\sigma_8 = 1, 05$. As regi33o33es cinza claro representam medidas do espectro de pot33ncia da RCF obtidas a partir de observa33o33es com CBI (Cosmic Background Imager) e BIMA (Berkeley Illinois Maryland Association) e cujos erros n33o Gaussianos associados est33o indicados pelas regi33o33es cinza escuro. Ressalta-se aqui que os dados observacionais n33o s33o consistentes com o espectro de pot33ncia da RCF se forem consideradas somente as flutua33o33es prim33rias (linha tracejada).	41

2.4	Ilustração das escalas angulares características das flutuações primárias da RCF e do efeito SZ. As imagens representam uma área de $1^\circ \times 1^\circ$ com pixels de $\sim 6''$, e as escalas estão indicadas em μK . A imagem superior mostra o efeito SZ causado por aglomerados de galáxias gerados por simulações (SPRINGEL <i>et al.</i> , 2001). Na imagem ao centro são ilustradas as flutuações da RCF geradas considerando o modelo Λ CDM, e na imagem inferior é mostrada a soma das anisotropias da RCF e do efeito SZ. Nota-se que o efeito SZ pode ser facilmente distinguido das flutuações primárias no caso em que as observações possuem resolução angular suficiente ($\lesssim 1'$).	42
2.5	Efeito SZ observado em baixa resolução. Cada imagem representa regiões de $20^\circ \times 20^\circ$ com resolução $\sim 7' \text{ pixel}^{-1}$, e a escala em mK . A primeira coluna de imagens mostra somente o efeito SZ, representado pelo modelo beta discretizado. Os parâmetros β , θ_c e ΔT_0 dos aglomerados aqui representados consistem em valores reais obtidos a partir da amostra de aglomerados utilizada neste trabalho. A segunda coluna representa o efeito SZ somado às flutuações primárias da RCF, e a terceira coluna mostra as imagens da segunda coluna convoluídas com o feixe do WMAP. As três imagens superiores correspondem à banda Q, e as três imagens inferiores correspondem à banda W.	43
3.1	Grade HEALPix em superfície esférica.	46
4.1	PSF do WMAP para as bandas Q, V e W. Na determinação destas foram consideradas as médias dos perfis radiais normalizados de 25 fontes pontuais do catálogo do WMAP.	63
4.2	A “PSF do Método” para acessar os perfis em mapas no formato HEALPix. Esta Figura mostra o melhor ajuste gaussiano para o perfil obtido de uma imagem em formato HEALPix, onde somente o pixel central possui valor não nulo.	64
4.3	Anéis considerados na obtenção do perfil SZ. A variação de temperatura a uma dada distância θ ao centro do aglomerado é considerada como sendo a média dos pontos (marcados com símbolos “+” na Figura) presentes no anel de raio θ .	65
4.4	Projeção gnomônica do centro do aglomerado Abell 2256. A coordenada deste corresponde aproximadamente ao vértice dos pixels mostrados na Figura. Para evitar inexatidão devido a este tipo de situação, o valor da variação de temperatura associado à coordenada é considerado como sendo a média dos quatro pixels, ponderada pela distância ao centro de cada pixel.	66

4.5	Flutuações da Radiação Cósmica de Fundo. A partir de um mapa da RCF sintético foram obtidos 1000 perfis e o valor <i>rms</i> dos 1000 pontos associados a um dado θ está ilustrado acima. O mapa sintético foi convoluído com feixes de FWHM 29, 4', 19, 8' e 12, 6', correspondendo as bandas Q, V e W, respectivamente.	67
4.6	Perfil do Aglomerado Coma (Abell 1656) obtido com o método descrito na Seção 4.2, para as bandas Q, V e W do WMAP. As barras de erro representam o ruído da antena do instrumento e as incertezas devido às próprias flutuações da RCF. O modelo beta (Equação 2.9) foi ajustado aos dados, fixando os valores $\beta = 0,67$ e $\theta_c = 9,32'$ obtidos de Mason e Myers (2000). O valor do melhor ajuste para ΔT_0 está de acordo com Hinshaw <i>et al.</i> (2006), que obteve $-0,31 \pm 0,16$ mK e $-0,46 \pm 0,16$ mK para as bandas V e W, respectivamente. 68	68
4.7	Diferença entre os perfis obtidos neste trabalho e os apresentados por Lieu <i>et al.</i> (2006). A comparação com os perfis de Lieu <i>et al.</i> (2006) foram feitas com os dados de um ano (à esquerda) e de três anos (à direita) do WMAP. Para cada aglomerado da amostra de Lieu <i>et al.</i> (2006), a diferença entre os perfis é obtida para cada distância angular θ , e são ilustradas por pontos na Figura. A linha sólida, em cada gráfico, representa a mediana da diferença entre os perfis em função da distância angular θ	70
4.8	Perfis previstos e observados a partir dos dados de três anos do WMAP. Os perfis previstos (linhas tracejadas) foram obtidos usando β , θ_c e τ_0 e T_e (os dois últimos foram usados para obter ΔT_0) apresentados por Mason e Myers (2000) quando MM2000 é indicado, e utilizando β , θ_c e ΔT_0 apresentados por Lieu <i>et al.</i> (2006) quando L2006 é indicado. As margens de erro são representadas pela linhas pontilhadas, e foram obtidas considerando perfis com $\Delta T'_0 = \Delta T_0 \pm 0,9 \sigma_{\Delta T_0}$, $\beta' = \beta$ e $\theta'_c = \theta_c$. As barras de erro representam o ruído do instrumento e as incertezas devido às flutuações da RCF.	71

5.1	<p>A diferença entre os perfis previstos e observados, expressa em termos de $(\delta/\sigma)_i$, dado por (5.2), <i>versus</i> a latitude galáctica b para as amostras L2006 (acima) e MM2000 (abaixo), nas bandas Q (primeira parte), V (segunda parte) e W (última parte). O coeficiente de correlação Pearson ρ indica uma moderada (anti)correlação entre b e $(\delta/\sigma)_i$. Isto pode indicar que para pequenos b, existe algum nível de contaminação do efeito SZ por emissão galáctica. ΔT_{MEM_i} representa a soma dos valores dos pixels dos mapas de emissões bremsstrahlung, síncrotron e por poeira nas coordenadas do aglomerado “<i>i</i>”. Aglomerados que apresentam $\Delta T_{MEM_i} > \Delta T_{MEM_0}$, sendo $\Delta T_{MEM_0} = 0,025$ mK, são indicados como círculos verdes. A linha verde indica o valor médio de $(\delta/\sigma)_i$ para estes aglomerados, enquanto a linha sólida preta indica a média para os aglomerados restantes (círculos vazios). Os intervalos de 68% de confiabilidade dos coeficientes de correlação ρ são $-0,36_{-0,18}^{+0,21}$, $-0,25_{-0,20}^{+0,22}$, $-0,51_{-0,15}^{+0,19}$, $-0,39_{-0,15}^{+0,17}$, $-0,22_{-0,17}^{+0,19}$ e $-0,37_{-0,15}^{+0,17}$.</p>	91
5.2	<p>A diferença entre os perfis previstos e observados, expressa em termos de $(\delta/\sigma)_i$, dado por (5.2), <i>versus</i> a soma dos fluxos das fontes próximas, considerando as amostras L2006 (acima) e MM2000 (abaixo), nas bandas Q (primeira parte), V (segunda parte) e W (última parte). Os círculos verdes representam os aglomerados que possuem fontes com fluxo > 1 Jy próximas. A linha verde corresponde à média de $(\delta/\sigma)_i$ considerando apenas estes aglomerados. A média de $(\delta/\sigma)_i$ considerando aglomerados que não apresentam fontes próximas, marcados como círculos vazios, está indicada pela linha cheia preta. Os intervalos de 68% de confiabilidade dos coeficientes de correlação ρ são $-0,05_{-0,22}^{+0,23}$, $-0,11_{-0,22}^{+0,23}$, $-0,22_{-0,23}^{+0,20}$, $-0,13_{-0,18}^{+0,19}$, $-0,09_{-0,18}^{+0,19}$ e $-0,12_{-0,18}^{+0,19}$.</p>	95
5.3	<p>Mapa do ruído do WMAP na banda W. As unidades estão em mK.</p>	98
5.4	<p>A diferença entre os perfis previstos e observados, expressa em termos de $(\delta/\sigma)_i$, dado por (5.2), <i>versus</i> a latitude eclíptica $ELAT$ para as amostras L2006 (acima) e MM2000 (abaixo), as bandas Q (primeira parte), V (segunda parte) e W (última parte). Aglomerados em $ELAT < 25^\circ$ estão representados por círculos verdes, e a média $\overline{(\delta/\sigma)_i}$ destes corresponde à linha verde. A linha preta cheia indica a média $\overline{(\delta/\sigma)_i}$ de aglomerados em $ELAT > 25^\circ$, sendo estes indicados por círculos pretos. Os intervalos de 68% de confiabilidade dos coeficientes de correlação ρ são $-0,26_{-0,20}^{+0,22}$, $-0,36_{-0,18}^{+0,21}$, $0,07_{-0,19}^{+0,18}$, $-0,03_{-0,19}^{+0,19}$, $-0,05_{-0,18}^{+0,19}$.</p>	99

5.5	Diferença entre os perfis obtidos a partir das coordenadas do centro óptico e de raios-X. Os pontos representam a diferença entre cada par de perfis de cada aglomerados da amostra L2006. A linha cheia corresponde a mediana destes valores. A imagem superior, ao centro e inferior correspondem às bandas Q, V e W, respectivamente.	103
5.6	Comparação entre os decrementos centrais esperados utilizando valores de β , θ_c e ΔT_0 apresentados por Lieu <i>et al.</i> (2006), ΔT_{L2006}^* , e Mason e Myers (2000), ΔT_{MM2000}^* . Neste gráfico, o eixo y corresponde à diferença entre estes dois valores. O eixo x corresponde à diferença entre ΔT_{0Obs}^* observado nos mapas e ΔT_{0Pred}^* esperados. As linhas cheias verde e preta indicam a média de $\Delta T_{MM2000}^* - \Delta T_{L2006}^*$ considerando os aglomerados que apresentam e não apresentam <i>cooling flow</i> , respectivamente.	107
B.1	Distância angular D_A/D_H , em que $D_H = c/H_0$, versus <i>redshift</i> . As três curvas representam os modelos $\Omega_M = 0,5$ e $\Omega_\Lambda = 0$ (linha sólida), $\Omega_M = 0,05$ e $\Omega_\Lambda = 0$ (linha pontilhada) e $\Omega_M = 0,2$ e $\Omega_\Lambda = 0$ (linha tracejada). Com distâncias angulares determinadas até altos redshifts é possível restringir os parâmetros Ω_M e Ω_Λ , e determinar o parâmetro de desaceleração q_0	140

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Amostra de Aglomerados L2006	47
3.2 Amostra de Aglomerados MM2000	48
3.3 Dados dos Aglomerados	49
4.1 Tabela com Valores de ΔT_0^* para a Amostra L2006	85
4.2 Tabela com Valores de ΔT_0^* para a Amostra MM2000	86
5.1 Tabela de Resultados para a Amostra L2006	105
5.2 Tabela de Resultados para a Amostra MM2000	106
5.3 Tabela das Diferenças $\overline{\delta}_i$ entre Previsto e Observado	106

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

2MASS	–	Two Micron All Sky Survey
ACO	–	Abell, Corwin & Olowin
APM	–	Automated Plate Measuring
FWHM	–	Full Width at Half Maximum
GB6	–	Green Bank 6cm Radio Survey
HEALPix	–	Hierarchical Equal Area iso-Latitude Pixelization
IDL	–	Interactive Data Language
ILC	–	Internal Linear Combination
L2006	–	Amostra de aglomerados de Lieu <i>et al.</i> (2006)
LAMBDA	–	Legacy Archive for Microwave Background Data Analysis
MEM	–	Maximum Entropy Method
MM2000	–	Amostra de aglomerados de Mason e Myers (2000)
NED	–	NASA Extragalactic Database
NORAS	–	Northern ROSAT All Sky Galaxy Cluster Survey
PMN	–	Parkes-MIT-NRAO Radio Survey
PSF	–	Point Spread Function
RCF	–	Radiação Cósmica de Fundo
rms	–	root mean square
ROSAT	–	Roentgen Satellite
SDSS	–	Sloan Digital Sky Survey
SZ	–	Sunyaev-Zel'dovich
VSA	–	Very Small Array
WMAP	–	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe
XBAC	–	X-ray Brightest Abell-type Cluster

1 INTRODUÇÃO

A radiação cósmica de fundo (RCF)¹ tem sido de fundamental importância em cosmologia desde a sua descoberta em 1965 por [Penzias e Wilson \(1965\)](#). Prevista por [Gamow \(1948\)](#), [Alpher e Herman \(1948\)](#), esta radiação é relíquia do universo primordial, muito denso e quente, e possui um espectro de corpo negro a uma temperatura de $2,725\text{ K}$ ([MATHER *et al.*, 1999](#)). Pequenas anisotropias da RCF — flutuações de temperatura de um ponto a outro no céu — da ordem de uma parte em 100 mil revelam a estrutura do universo no período de recombinação, quando o universo se torna transparente à radiação. Estas anisotropias são causadas pelo avermelhamento gravitacional dos fótons que se encontravam em regiões mais densas que a média na época do desacoplamento, efeito conhecido como Sachs-Wolfe ([SACHS; WOLFE, 1967](#)). Porém, é possível observar na RCF impressões de processos que ocorreram depois do desacoplamento. Um dos processos mais importantes é o espalhamento Compton inverso dos fótons por elétrons livres presentes principalmente em aglomerados de galáxias. Neste processo, os fótons da RCF têm sua energia alterada, causando uma pequena distorção no espectro de corpo negro. Tal efeito foi previsto por Rachid Sunyaev e Yacob B. Zel'dovich em 1969 ([SUNYAEV; ZEL'DOVICH, 1969](#)), e recebe o nome de efeito Sunyaev-Zel'dovich (SZ).

No processo de espalhamento Compton ocorre transferência de energia entre fóton e elétron, e esta mudança de energia depende do referencial no qual o processo está sendo observado. Obviamente, no referencial de repouso do elétron não há possibilidade da transferência de energia deste para o fóton, uma vez que a energia inicial do elétron é nula. Porém, quando observado em um referencial no qual o elétron possui uma energia cinética significativa, este pode ceder energia ao fóton, ocorrendo então o espalhamento Compton inverso. A quantidade de energia transferida ao fóton depende da velocidade do elétron e dos ângulos de incidência e espalhamento. Considerando ângulos da ordem de $\pi/2$, a razão entre a energia do fóton incidente visto do referencial de repouso do observador, do referencial de repouso do elétron, e a energia do fóton depois do espalhamento é aproximadamente $1 : \gamma : \gamma^2$, sendo $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ o fator de Lorentz, em que v é a velocidade do elétron.

Qualquer população de elétrons suficientemente energéticos pode causar o efeito SZ, seja sua distribuição de energia térmica ou não-térmica ([HERBIG; BIRKINSHAW, .](#)). Populações de elétrons não-térmicos com energia suficiente para causar o efeito SZ consistem geralmente em elétrons acelerados por campos magnéticos em halos de galáxias. Porém, a intensidade do efeito SZ não-térmico é cerca de 10^5 vezes menor que a intensidade do

¹Revisões sobre a RCF e suas anisotropias podem ser encontradas em [White *et al.* \(1994\)](#), [Hu *et al.* \(1997\)](#) e [Bersanelli *et al.* \(2002\)](#).

efeito causado por elétrons térmicos, e resulta em uma variação de temperatura da RCF de $\Delta T_{RJ} = -5 \text{ nK}$ (BIRKINSHAW, 1999). A dominância do efeito térmico sobre o não-térmico se deve à baixa profundidade óptica do gás de elétrons não-térmicos comparada com a profundidade óptica do gás de elétrons térmicos. Além disso, o efeito não-térmico está geralmente associado à uma fonte de emissão síncrotron na faixa de rádio (HERBIG; BIRKINSHAW,), o que torna ainda mais difícil a sua detecção. Caso o aglomerado esteja se movendo em relação ao referencial de repouso da RCF, haverá uma distorção espectral adicional devido ao efeito Doppler, conhecida como efeito SZ cinemático (SUNYAEV; ZEL'DOVICH, 1980b; REPHAELI; LAHAV, 1991), que é cerca de 10 vezes menos intenso que o térmico. Uma derivação detalhada do efeito SZ pode ser encontrada nos artigos originais de Sunyaev e Zel'dovich (1970), Sunyaev e Zel'dovich (1972), e em vários *reviews* como Sunyaev e Zel'dovich (1980a); Rephaeli (1995) e Birkinshaw (1999).

Elétrons com distribuição térmica de energia são mais frequentemente encontrados no gás presente no interior de aglomerados de galáxias. O ganho de energia pelos fótons quando estes atravessam o meio intraglomerado resulta em um deslocamento do espectro da RCF para frequências mais altas (Figura 1.1), não havendo alteração do número de fótons. Como a energia cinética dos elétrons é proporcional à massa do aglomerado, considerando que o gás está em equilíbrio hidrostático, quanto maior a massa do aglomerado, maior a quantidade de energia transferida aos fótons e portanto, maior a distorção no espectro da RCF.

A partir da Figura 1.1 pode-se observar uma característica peculiar do efeito SZ. Para baixas frequências ($\nu \lesssim 217 \text{ GHz}$), o efeito SZ causa uma diminuição da temperatura da RCF, e para frequências maiores, um aumento é observado. Outra característica interessante é que devido ao processo físico que origina o efeito SZ, a intensidade da distorção depende somente das propriedades do gás intraglomerado, não importando a distância deste. Ou seja, o efeito SZ independe do *redshift*.

Observações do efeito SZ são de grande interesse em estudos de cosmologia. Quando combinadas com outras informações dos aglomerados, como por exemplo observações da emissão em raios-X do gás intraglomerado, além de um melhor entendimento deste meio, é possível também determinar valores das constantes cosmológicas² (MOLNAR *et al.*, 2002; BATTYE; WELLER, 2003; BARTLETT, 2004). Mais importante ainda, levantamentos de aglomerados a partir de observações do efeito SZ consistem em uma maneira única de mapear as estruturas do universo até altos *redshifts* (MAJUMDAR; SUBRAHMANYAN, 2000; de ZOTTI *et al.*, 2004).

²Uma descrição das constantes cosmológicas é apresentada no Apêndice A

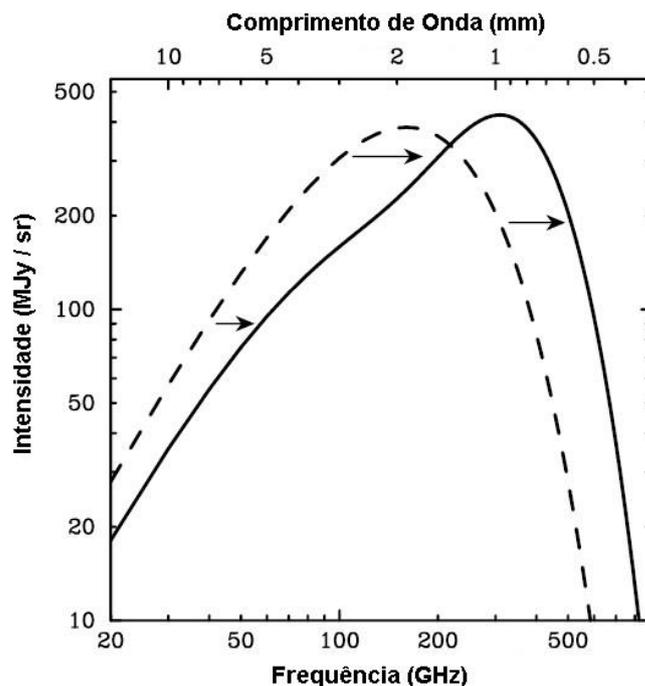


Figura 1.1 - Espectro da Radiação Cósmica de Fundo, não distorcido (linha tracejada) e distorcido pelo efeito SZ (linha cheia). Para ilustrar o efeito, a distorção neste gráfico foi calculada para uma população de elétrons térmicos presentes em um aglomerado fictício 1000 vezes mais massivo que um aglomerado típico.

Fonte: Adaptado de [Carlstrom et al. \(2002\)](#).

A distância angular do aglomerado pode ser determinada a partir de observações do efeito SZ térmico e de medidas da emissão em raios-X do gás. Assim, a constante de Hubble H_0 pode ser deduzida dessas medidas ([CAVALIERE et al., 1977](#); [GUNN, .](#)). Este mesmo método pode ser usado na determinação do valor do parâmetro de desaceleração q_0 ([SILK; WHITE, 1978](#)), quando observações do efeito SZ e raios-X de aglomerados distantes ($z \sim 1$) são realizadas.

Como enfatizado por [Myers et al. \(1997\)](#), a intensidade do efeito SZ consiste em uma medida direta da fração de massa do gás intraglomerado ([LAROQUE et al., .](#)). Considerando que o gás possui praticamente toda a massa bariônica do aglomerado, a partir desta medida é possível obter limites para a fração de massa bariônica existente no universo, Ω_b/Ω_M .

Mais detalhes sobre a obtenção de parâmetros cosmológicos a partir de observações do efeito SZ são encontrados no Apêndice B.

O efeito SZ já foi observado em algumas dezenas de aglomerados e a partir de tais obser-

vações foram obtidos limites para os valores de H_0 (BIRKINSHAW *et al.*, 1991; BIRKINSHAW; HUGHES, 1994; HOLZAPFEL *et al.*, 1997; MYERS *et al.*, 1997; HUGHES; BIRKINSHAW, 1998; MAUSKOPF *et al.*, 2000; PATEL *et al.*, 2000; MASON *et al.*, 2001; GRAINGE *et al.*, 2002; REESE *et al.*, 2002; SAUNDERS *et al.*, 2003; JONES *et al.*, 2005) e Ω_b/Ω_M (PATEL *et al.*, 2000; GREGO *et al.*, 2001; LANCASTER *et al.*, 2005). Porém, algo mais interessante no que concerne a observações do efeito SZ está por vir. Levantamentos de aglomerados de galáxias (BARTLETT,) a partir de observações do efeito SZ, além de medidas mais precisas de H_0 e Ω_b/Ω_M (FAN; CHIUEH, 2001; CARLSTROM *et al.*, 2002), fornecerão informações sobre a formação de estruturas no universo (MAJUMDAR; SUBRAHMANYAN, 2000; de ZOTTI *et al.*, 2004) e sobre a energia escura (WELLER *et al.*, 2002; WELLER; BATTYE, 2003), que acredita-se ser a responsável pela expansão acelerada do universo (PADMANABHAN,).

Nos últimos anos, os dados do satélite Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) (BENNETT *et al.*, 2003b) alcançaram precisão e resolução angular sem precedentes no mapeamento das flutuações térmicas da RCF. Porém, essa resolução ainda não é adequada para observações do efeito SZ. Apesar disso, muitos autores encontraram uma correlação entre catálogos de aglomerados em raio-X e os dados do WMAP. Os primeiros foram Bennett *et al.* (2003b), os quais encontraram um sinal SZ de nível $2,5\sigma$ correlacionando os mapas do WMAP com 242 aglomerados dos catálogos XBACs (X-ray Brightest Abell-type Cluster) (EBELING *et al.*, 1996). Hernández-Monteagudo e Rubino-Martín (2004) correlacionaram catálogos de aglomerados observados na faixa do óptico e em raio-X com os dados do WMAP e detectaram $2 - 3\sigma$ de sinais SZ para os catálogos em raio-X. Entretanto, não foi encontrado nenhum sinal SZ na correlação de catálogos em óptico com o WMAP. Afshordi *et al.* (2004) detectaram um sinal SZ de $3,1 - 3,7\sigma$ para o catálogo 2MASS (Two Micron All Sky Survey). Hernández-Monteagudo *et al.* (2004) encontraram um decremento médio de $-35 \pm 7 \mu K$ na região do céu com o maior número de galáxias por ângulo sólido, segundo o catálogo 2MASS. Um sinal SZ de 8σ foi encontrado por Afshordi *et al.* (2005) para uma amostra de 116 aglomerados em raio-X com baixo *redshift*. Fosalba *et al.* (2003) observaram o efeito SZ de $2,7\sigma$ com um decremento médio de $6,7 \mu K$ correlacionando dados do WMAP com dados ópticos de flutuações da densidade de galáxias do SDSS (Sloan Digital Sky Survey). Fosalba e Gaztanaga (2004) correlacionaram os dados ópticos do levantamento de galáxias APM (Automated Plate Measuring (MADDOX *et al.*, 1990)) com os dados do WMAP e associaram a ausência do efeito Sachs-Wolfe (SACHS; WOLFE, 1967) em pequenas escalas ($\theta < 1^\circ$) à presença de sinal SZ de $-0,41 \pm 0,16 \mu K$. Myers *et al.* (2004) encontraram evidência de um decremento SZ em grandes escalas ($\approx 1^\circ$) nos dados do WMAP, usando os catálogos de aglomerados APM, 2MASS e ACO — Abell, Corwin & Olowin (ABELL *et al.*, 1989).

Apesar da correlação entre WMAP e catálogos de aglomerados visíveis em raios-X estar aparentemente bem estabelecida, a comparação direta entre a amplitude do efeito SZ prevista a partir de dados em raios-X e a amplitude observada nos mapas do WMAP não apresentou resultados consistentes. Tal procedimento foi realizado por [Lieu *et al.* \(2006\)](#), que também analisam as possíveis causas da inconsistência, sem sucesso. No contexto dos futuros levantamentos de aglomerados SZ, é de grande interesse a determinação do número de aglomerados com uma determinada massa em função do *redshift*, e uma inconsistência entre raios-X e efeito SZ pode significar que uma dada amplitude do efeito SZ pode não corresponder a um único valor de massa do aglomerado, como é esperado, devido à presença de outros processos que afetam a observação deste efeito.

O presente trabalho visa dar continuidade aos estudos que vêm sendo realizados por outros autores sobre a possibilidade de detecção do efeito SZ nos dados do WMAP e analisar quais são os processos que podem interferir na observação deste. Para tal, são utilizadas a mesma amostra de aglomerados de [Lieu *et al.* \(2006\)](#) e também a amostra apresentada em [Mason e Myers \(2000\)](#). Os perfis SZ (variação de temperatura em função da distância angular ao centro do aglomerado) destes aglomerados são determinados e comparados com os perfis observados nos mapas do WMAP, procedimento similar ao realizado por [Lieu *et al.* \(2006\)](#).

Para a obtenção do perfil esperado, é necessário conhecer os processos físicos envolvidos, que neste caso corresponde ao espalhamento Compton inverso. Como o espalhamento Compton depende da distribuição de densidade n_e e temperatura T_e do gás intraglomerado, para obter uma relação simples entre estas quantidades e a amplitude do efeito SZ, é conveniente a adoção de um modelo para a distribuição de n_e e T_e . A descrição do efeito SZ e do modelo adotado é apresentada no Capítulo 2. Como as observações estão sujeitas a contaminação do sinal SZ por outros processos, tais como emissão Galáctica e fontes de rádio, para a comparação entre perfis observados e esperados deve-se conhecer quais são estes processos e como estes interferem na observação. Além disso, o modelo adotado pode não ser adequado para descrever alguns aglomerados. Dessa forma, ainda no Capítulo 2 é apresentada uma discussão sobre os diversos processos que podem interferir na observação do efeito SZ e quais aglomerados podem não ser bem descritos pelo modelo adotado. Tal discussão será importante para a interpretação dos perfis obtidos a partir dos mapas do WMAP.

Uma descrição dos dados do WMAP utilizados e também da amostra de aglomerados adotada é apresentada no Capítulo 3. Os aglomerados são descritos individualmente para apresentar as informações relevantes sobre cada um deles. Os métodos desenvolvidos para a obtenção dos perfis previstos e os perfis a partir dos dados do WMAP são descritos nas

Seções 4.1 e 4.2. Todas as rotinas desenvolvidas neste trabalho foram implementadas em linguagem IDL — Interactive Data Language. Comentários a respeito dos perfis obtidos e uma breve comparação entre estes é apresentada na Seção 4.3.

No Capítulo 5 são apresentadas as análises dos efeitos sistemáticos presentes na observação do efeito SZ. Como será mostrado, neste trabalho também é verificada a inconsistência entre os perfis previstos e observados, e estas análises visam discutir as causas desta inconsistência com os diversos fatores, e não quantificar ou corrigir os efeitos causados por estes. O objetivo é encontrar evidências de que esta discrepância está relacionada com algum processo conhecido.

Finalmente, no Capítulo 6 é apresentada uma descrição sucinta dos procedimentos realizados ao longo do trabalho e os resultados relevantes obtidos.

2 O EFEITO SUNYAEV-ZEL'DOVICH

Neste Capítulo serão discutidos aspectos do efeito SZ relevantes para o presente trabalho. Além de informações necessárias para a determinação do perfil esperado, são também discutidos fatores importantes que devem ser levados em consideração na comparação dos perfis previstos com os observados.

Primeiramente será apresentada uma breve descrição do processo físico que causa o efeito SZ, bem como a relação entre a amplitude do efeito e as quantidades envolvidas, como densidade n_e e temperatura T_e do gás. Devido à dependência do efeito com n_e e T_e , se torna conveniente a adoção de um modelo que descreva a distribuição destas quantidades em função do raio do aglomerado. Este modelo será apresentado na Seção 2.1. Na Seção 2.2 são discutidos os diversos fatores que podem fazer com que o perfil SZ não corresponda àquele determinado na Seção anterior.

Considerando o processo de espalhamento Compton inverso de fótons por uma população de elétrons é possível obter a variação da intensidade da RCF devida ao efeito SZ. A apresentação do efeito SZ nesta Seção será limitada ao caso de uma distribuição térmica de energia dos elétrons não relativísticos, para frequência da radiação tal que $h\nu \ll k_B T_e$, em que k_B corresponde à constante de Boltzmann, e considerando que o espalhamento ocorre em um meio opticamente fino. Cálculos detalhados para os outros casos podem ser encontrados em [Sunyaev e Zel'dovich \(1969\)](#), [Sunyaev e Zel'dovich \(1980a\)](#), [Rephaeli \(1995\)](#) e [Birkinshaw \(1999\)](#).

As considerações acima são justificadas pelo objeto de observação de interesse neste trabalho. Primeiramente, para a temperatura dos elétrons presentes no gás intraglomerado, $k_B T_e \leq 15 \text{ keV}$ ([MUSHOTZKY; SCHARF, 1997](#); [ALLEN; FABIAN, 1998](#)), a diferença entre os espectros calculados com e sem correções relativísticas é $\lesssim 10\%$ em frequências $\nu \lesssim 200 \text{ GHz}$, como será mostrado na Seção 2.2. Segundo, os fótons da RCF apresentam energia $E_\gamma \ll E_e$, justificando a consideração de que $h\nu \ll k_B T_e$. Finalmente, a última consideração é baseada em observações, que mostram que a profundidade óptica $\tau \sim 10^{-3} \ll 1$ ([MASON; MYERS, 2000](#)).

A mudança na distribuição de energia dos fótons devido ao processo de difusão no gás de elétrons pode ser obtida a partir da equação de [Kompaneets \(1957\)](#)¹. Sob a consideração que $h\nu \ll k_B T_e$, a equação assume a forma

¹A derivação da equação de [Kompaneets \(1957\)](#) pode também ser encontrada em [Rybicki e Lightman \(1979\)](#)

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x_e^2} \frac{\partial}{\partial x_e} x_e^4 \frac{\partial n}{\partial x_e} \quad (2.1)$$

em que $x_e = h\nu/k_B T_e$, n é o número de ocupação dos estados dado pela distribuição de energia dos fótons e

$$y = \frac{k_B T_e}{m_e c^2} c t n_e \sigma_T \quad (2.2)$$

é uma medida do número de espalhamentos ocorridos durante a difusão. Considerando um campo de radiação atravessando uma nuvem de elétrons, y assume a forma

$$y = \int n_e(r) \sigma_T \frac{k_B T_e(r)}{m_e c^2} dl \quad (2.3)$$

conhecida como parâmetro de Comptonização, o qual representa a integral da pressão do gás de elétrons ($p_e \propto n_e T_e$) ao longo da linha de visada. Resolvendo (2.1), para o caso de uma distribuição térmica de energia dos elétrons, radiação com espectro de corpo negro e meio opticamente fino, obtém-se

$$\Delta n = x \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} (x \coth(x/2) - 4) y \quad (2.4)$$

o que equivale a uma variação relativa da temperatura termodinâmica

$$\frac{\Delta T}{T_{RCF}} = y f(x) = y (x \coth(x/2) - 4) \quad (2.5)$$

em que a função $f(x)$

$$f(x) = x \coth(x/2) - 4 \quad (2.6)$$

corresponde à função espectral do efeito SZ, mostrada na Figura 2.1. No limite de $\nu \rightarrow 0$, $f(x) \rightarrow -2$. Para frequências $\nu \lesssim 217 \text{ GHz}$, a função $f(x)$ é negativa, e para frequências maiores, $f(x)$ assume valores positivos. Traduzindo isto em termos da variação de temperatura da RCF devida ao efeito SZ, observa-se um decréscimo e um aumento desta para frequências menores e maiores que $\sim 217 \text{ GHz}$, respectivamente.

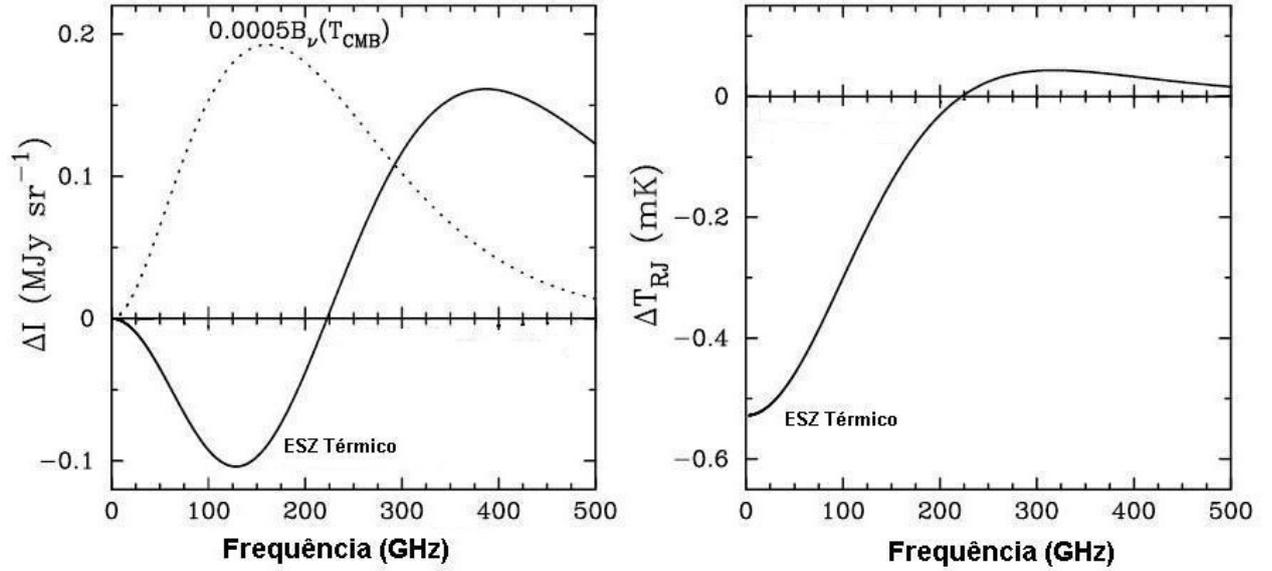


Figura 2.1 - Distorção espectral da RCF devida ao efeito Sunyaev-Zel'dovich térmico (linha cheia). O gráfico à esquerda mostra a variação de intensidade da radiação e o gráfico à direita mostra a variação na temperatura de Rayleigh-Jeans. A linha pontilhada à esquerda corresponde ao espectro térmico da RCF, em escala de $0,0005B_\nu$. A curva corresponde à distorção devida a uma população de elétrons com temperatura de 10 keV e parâmetro de Comptonização de 10^{-4} .

Fonte: Adaptada de [Carlstrom et al. \(2002\)](#)

A característica mais notável do efeito SZ pode ser vista em (2.3), que é a independência deste com o *redshift*. A amplitude da variação de temperatura devida ao efeito SZ, que é proporcional a y , depende somente das características do aglomerado.

2.1 Modelo do Meio Intraglomerado

Dada a dependência do efeito SZ com n_e e T_e , é conveniente introduzir um modelo que descreva a distribuição destas quantidades referentes ao gás intraglomerado. O modelo que será adotado ao longo deste trabalho é o modelo beta isotérmico ([CAVALIERE; FUSCO-FEMIANO, 1976](#)), no qual considera-se que a temperatura do gás é constante e que a densidade numérica de elétrons segue uma distribuição esférica dada por

$$n_e(r) = n_{e0} \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (2.7)$$

em que n_{e0} é a densidade central de elétrons, r é a distância até o centro do aglomerado, r_c uma escala característica e β é o parâmetro que determina a taxa de decaimento da densidade. Com essas considerações é possível realizar a integração de (2.3), obtendo-se

$$y(\theta) = y_0 \left(1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2} \right)^{-\frac{3}{2}\beta + \frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

em que $\theta = r/D_A$ é a distância angular ao centro do aglomerado e $\theta_c = r_c/D_A$, sendo D_A a distância relacionada ao diâmetro angular do aglomerado (ver Apêndice B). Sabendo que a variação de temperatura da RCF corresponde à $\Delta T(\theta) = f(x)y(\theta)$, finalmente obtém-se

$$\Delta T_{SZ}(\theta) = \Delta T_0 \left(1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2} \right)^{-\frac{3}{2}\beta + \frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

em que o valor central é dado por

$$\Delta T_0 \simeq -38,8 \mu K \left(\frac{\bar{n}_{e0}}{10^{-3} \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{kT_e}{1 \text{keV}} \right) \left(\frac{r_c}{1 \text{Mpc}} \right) \left(\frac{f(x)}{-2} \right) \frac{\Gamma(\frac{3}{2}\beta - \frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{3}{2}\beta)} \quad (2.10)$$

Outro processo geralmente associado ao gás intraglomerado é emissão bremsstrahlung na faixa de raios-X. A partir de medidas dessa emissão é possível determinar o efeito SZ esperado, uma vez que este processo e o efeito SZ estão relacionados com as mesmas quantidades n_e e T_e . O brilho superficial em raio-X devido ao processo de emissão bremsstrahlung é dado por

$$b_X = \frac{1}{4\pi(1+z)^3} \int n_e^2(r) \Lambda(E, T_e) dl, \quad (2.11)$$

que assume também uma forma simples considerando-se o modelo beta isotérmico,

$$b_X(\theta) = b_{X0} \left(1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2} \right)^{-3\beta + \frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

em que z é o *redshift* do aglomerado, $\Lambda(E, T_e)$ corresponde à emissividade do gás a temperatura T_e observada em raios-X de energia E , e b_{X0} é dado por

$$b_{X0} = \frac{1}{4\pi(1+z)^3} \bar{n}_{e0}^2 \Lambda(E, T_e) r_c \sqrt{\pi} \frac{\Gamma(3\beta - \frac{1}{2})}{\Gamma(3\beta)} \quad (2.13)$$

Escrevendo (2.10) em termos do b_{X0}

$$\Delta T_0 = f(x) \left(\frac{\overline{n_{e0}}^2}{\overline{n_{e0}^2}} \frac{r_c b_{X0} T_e^2}{\Lambda(E, T_e) G(\beta)} (1+z)^3 \right) \quad (2.14)$$

em que

$$G(\beta) = \frac{\Gamma(3\beta - \frac{1}{2})}{\Gamma(3\beta)} \frac{\Gamma(\frac{3}{2}\beta)}{\Gamma(\frac{3}{2}\beta - \frac{1}{2})} \quad (2.15)$$

Assim, uma forma simples de obter-se uma estimativa da amplitude do efeito SZ a partir de observações em raios-X é fazer uso da relação (2.12), ajustando-se os parâmetros β , θ_c e b_{X0} aos dados observados em raios-X. Todas as quantidades envolvidas podem ser medidas a partir de observação, exceto pelo fator $\overline{n_{e0}}^2 / \overline{n_{e0}^2}$, que é considerado igual a unidade. Tal consideração será discutida na próxima Seção. Substituindo os valores ajustados aos dados em raios-X em (2.9) e (2.15) obtém-se uma descrição da variação da amplitude do efeito SZ em função da distância angular θ ao centro do aglomerado.

2.2 Interpretação das Medidas do Efeito Sunyaev-Zel'dovich

Ao considerar que o decremento central observado pode ser descrito por (2.14), assume-se que o gás intraglomerado é isotérmico, apresenta distribuição esférica e homogênea (sem regiões que apresentem maior concentração de gás). Porém tais requisitos não são satisfeitos caso o aglomerado apresente subestruturas. Na obtenção de (2.14) também não foram levados em consideração efeitos relativísticos, o que não se aplica no caso de aglomerados muito massivos, onde os elétrons terão altas velocidades. Além disto, a medida do efeito SZ está também sujeita à contaminação por fontes de rádio, emissão galáctica e pelas próprias anisotropias da RCF. Nesta Seção serão discutidos alguns destes processos e quanto o valor de ΔT_0 dado por (2.14) se altera quando estes são levados em consideração.

2.2.1 Aglomerados com Concentração de Gás e Subestruturas

O valor de ΔT_0 estimado a partir de observações em raios-X possui a dependência com $C = \overline{n_{e0}}^2 / \overline{n_{e0}^2}$, o qual não tem como ser medido observacionalmente. Esta quantidade é geralmente adotada igual a unidade, o que não se aplica ao caso de aglomerados que apresentem regiões com concentração de gás. Neste caso, resolver (2.14) considerando $C = 1$ causa uma sobrestimativa do decremento SZ.

Além disso, a presença de subestruturas deforma a estrutura esférica do aglomerado, tornando difícil o ajuste do modelo beta a imagens de raios-X.

2.2.2 Correções Relativísticas

O tratamento dado ao efeito SZ neste Capítulo, como já enfatizado, não leva em consideração efeitos relativísticos. A descrição destes pode ser encontrada em vários artigos, como [Rephaeli \(1995\)](#), [Itoh *et al.* \(1998\)](#), [Sazonov e Sunyaev \(1998\)](#) e [Nozawa *et al.* \(2000\)](#). A mudança da intensidade da radiação, considerando efeitos relativísticos, comparada com o caso não relativístico está ilustrada na Figura 2.2. Para frequências $\nu \lesssim 60 \text{ GHz}$, ou seja $x \lesssim 1$, espera-se uma variação pequena entre ΔT_0 estimada a partir de cálculos não relativísticos e relativísticos. A frequência máxima a ser utilizada neste trabalho é 94 GHz , que corresponde a $x \approx 1,6$.

Nesta Seção é aplicada a correção relativística usando a equação analítica obtida por [Sazonov e Sunyaev \(1998\)](#). A maior temperatura do gás de elétrons T_e da amostra de aglomerados utilizada neste trabalho (definida na Seção 3.2) é adotada nos cálculos, a fim de obter um limite máximo do efeito relativístico. As correções serão obtidas considerando as frequências $\nu = 31$, $\nu = 61$ e $\nu = 94 \text{ GHz}$, que correspondem às frequências utilizadas nas observações apresentadas no Capítulo 4.

A variação de intensidade do campo de radiação devida ao espalhamento por elétrons relativísticos é dada por [Sazonov e Sunyaev \(1998\)](#), eq. (12) e (13))

$$\delta I = \tau I \frac{x e^x}{e^x - 1} \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2} (F - 4) + \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right)^2 \left(\frac{47}{2} F - \frac{42}{5} F^2 + \frac{7}{10} F^3 + \frac{7}{5} G^2 (F - 3) - 10 \right) \right) \quad (2.16)$$

em que foi considerado que a velocidade peculiar do aglomerado é nula; $F = x \coth(x/2)$ e $G = x / \sinh(x/2)$, sendo $x = h\nu / k_B T_{RCF}$. Uma vez que o espectro de corpo negro é dado por

$$I_\nu = 2 \frac{(k_B T_{RCF})^3}{(hc)^2} \frac{x^3}{e^x - 1} \quad (2.17)$$

a variação de temperatura $\delta T/T$ correspondente a uma variação $\delta I_\nu/I$ é dada por

$$\frac{\delta I}{I} = x \frac{e^x}{e^x - 1} \frac{\delta T}{T} \quad (2.18)$$

Substituindo (2.18) em (2.16), obtém-se

$$\frac{\delta T}{T} = \tau \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2} (-4 + F) + \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right)^2 \left(-10 + \frac{47}{2} F - \frac{42}{5} F^2 + \frac{7}{10} F^3 + \frac{7}{5} G^2 (-3 + F) \right) \right) \quad (2.19)$$

A equação (2.19) pode ser escrita da forma

$$\frac{\delta T}{T} = \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{NR} \chi_{rel} \quad (2.20)$$

em que $(\delta T/T)_{NR}$ corresponde à variação de temperatura não relativística, e fator de correção relativística χ_{rel} é dado por

$$\chi_{rel} = \left(1 + (-4 + F)^{-1} \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right) \left(-10 + \frac{47}{2} F - \frac{42}{5} F^2 + \frac{7}{10} F^3 + \frac{7}{5} G^2 (-3 + F) \right) \right) \quad (2.21)$$

Para verificar o equacionamento aqui realizado, o fator χ_{rel} foi calculado assumindo os valores de $k_B T_e$ referentes ao aglomerado Abell 1656 apresentados por [Mason e Myers \(2000\)](#) e $\nu = 32 \text{ GHz}$. Usando (2.21) com tais parâmetros, $\chi_{rel} = 0,966$, que corresponde ao mesmo valor obtido por [Mason e Myers \(2000\)](#).

Considerando o aglomerado com maior temperatura da amostra, o qual conseqüentemente apresentará um maior efeito relativístico, os valores do fator de correção considerando as frequências $\nu = 31$, $\nu = 61$ e $\nu = 94 \text{ GHz}$ são $\chi_{rel} = 0,959$, $0,948$ e $0,931$. Isso significa que estimando-se o valor do decremento a partir de (2.14), pode-se cometer um erro de até $\sim 7\%$, considerando a amostra adotada neste trabalho. Tal efeito, como visto, não é significativo.

2.2.3 Emissão Galáctica

Os três processos principais que produzem significativa emissão em microondas em nossa Galáxia são bremsstrahlung (livre-livre), síncrotron e emissão por poeira. O processo de emissão bremsstrahlung provém da desaceleração de elétrons em um gás ionizado, causada pela interação elétron-íon, e possui um espectro decrescente com a frequência. Considerando uma lei de potência espectral onde o fluxo segue a relação $S \propto \nu^\alpha$, o índice espectral α da emissão livre-livre é estimado como $\alpha \approx -2,14$ ([HINSHAW et al., 2006](#)), para frequências $\nu > 10 \text{ GHz}$.

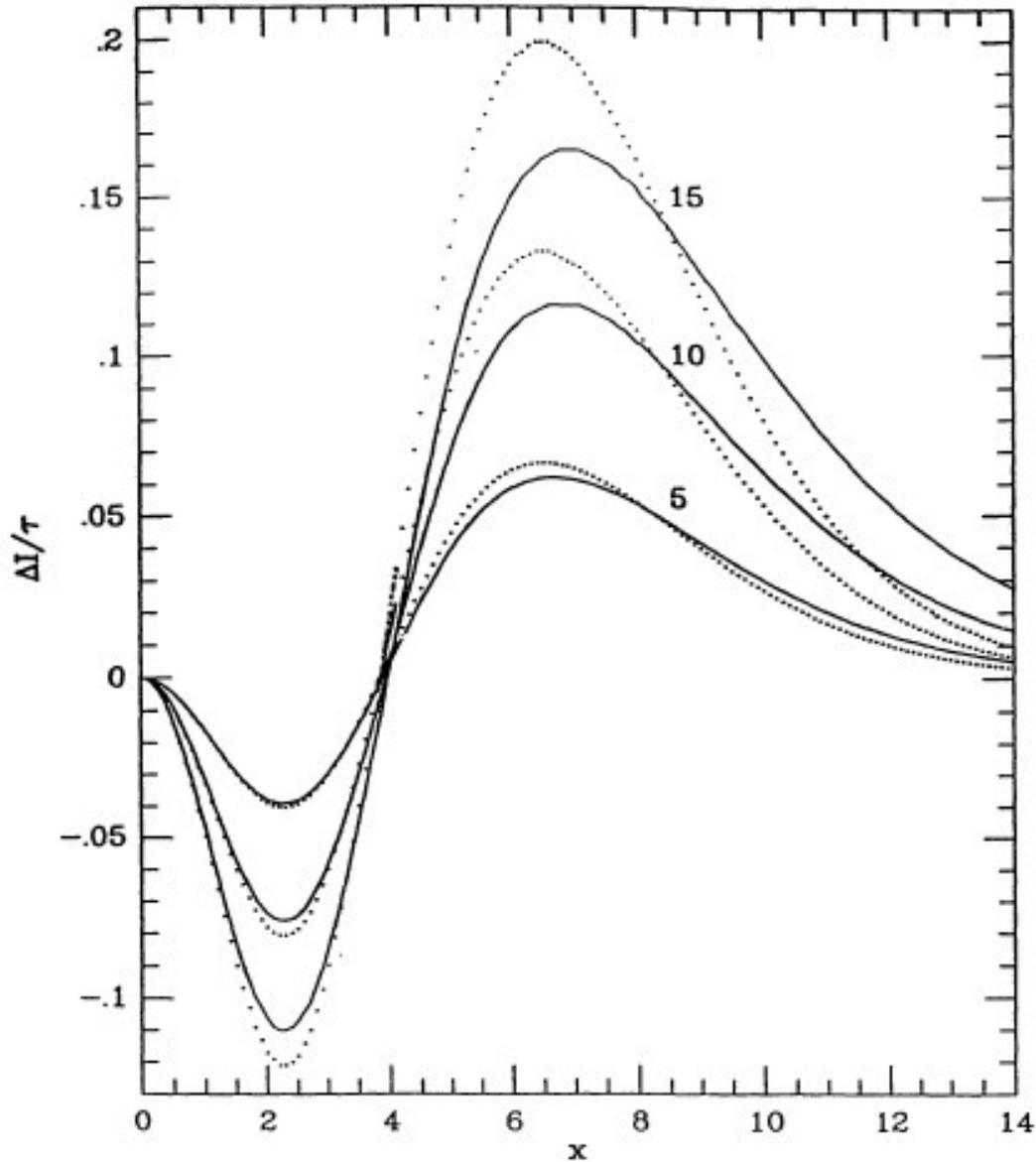


Figura 2.2 - Espectro SZ obtido a partir da equação de Kompaneets (linha cheia) e considerando efeitos relativísticos (linha pontilhada). Na Figura, $x = h\nu/k_B T_{RCF}$, e o eixo y representa a mudança na intensidade da radiação em unidades de $(hc)^2/(2(kT_{RCF})^3)$ para $k_B T_e = 5, 10$ e 15 keV.

Fonte: [Rephaeli \(1995\)](#)

A emissão síncrotron provém da aceleração de elétrons em campos magnéticos. Na Via-Láctea, a radiação síncrotron pode ser emitida por remanescentes de supernovas, que contribuem somente com $\sim 10\%$ de toda a emissão síncrotron ([HINSHAW *et al.*, 2006](#), referências internas). Os outros $\sim 90\%$ são provenientes de um componente difuso. O índice espectral da emissão síncrotron varia entre $\alpha \approx -2,6$ e $\alpha \approx -3,1$ ([HINSHAW *et al.*, 2006](#), referências internas).

Enquanto as emissões bremsstrahlung e síncrotron possuem espectros decrescentes com a frequência, a emissão por poeira tem um espectro crescente, e observações em frequências $\gtrsim 100 \text{ GHz}$ são mais afetadas por este processo. Em frequências na faixa do infravermelho, o espectro da emissão por poeira corresponde, em boa aproximação, ao de corpo negro. Porém, para frequências mais baixas ($< 300 \text{ GHz}$), o espectro da poeira pode ser representado por uma lei de potência, da mesma forma que os outros dois processos mencionados anteriormente.

Regiões com baixas latitudes galácticas são mais suscetíveis à contaminação uma vez que a emissão se concentra principalmente no plano da Galáxia.

2.2.4 Fontes de Rádio

A grande maioria dos catálogos de fontes de rádio foram obtidos a partir de observações em frequências $\lesssim 5 \text{ GHz}$, muito abaixo das frequências de interesse deste trabalho, nas quais existem poucas observações. A princípio, se o comportamento espectral das fontes for conhecido, o fluxo correspondente à esta fonte pode ser subtraído das medidas do efeito SZ em frequências mais altas ($> 30 \text{ GHz}$) a partir de observações destas fontes em baixas frequências ($< 5 \text{ GHz}$). Porém, o espectro destes objetos não é completamente determinado, portanto a subtração do fluxo adicionaria incertezas às medidas.

Geralmente é considerado que estes objetos possuem espectro decrescente com a frequência e que este segue uma lei de potência, $S \propto \nu^\alpha$, em que α corresponde ao índice espectral. Porém, um estudo realizado utilizando 208 fontes de rádio identificadas nos mapas do WMAP (TRUSHKIN, 2003) mostra que uma parte significativa ($\sim 40\%$) apresenta espectro plano ou invertido. Isso significa que a consideração do espectro decrescente pode subestimar o nível de contaminação por estes objetos nas frequências do WMAP.

2.2.5 Flutuações da RCF

As próprias flutuações da RCF são uma fonte de incerteza nas medidas do efeito SZ, uma vez que flutuações positivas de temperatura na região do aglomerado podem anular tal efeito. A amplitude das flutuações da RCF não é constante em função da escala angular, portanto a intensidade da contaminação por flutuações da RCF depende das escalas angulares envolvidas, tanto do objeto a ser observado quanto da usada na observação. A Figura 2.3 mostra o espectro de potência (amplitude normalizada da variação de temperatura em função da escala angular) da RCF e do efeito SZ (KOMATSU; SELJAK, 2002). Sendo $l \approx 180^\circ/\Delta\theta$, em que $\Delta\theta$ corresponde à escala angular, considerando diâmetros típicos de aglomerados, $\Delta\theta \approx 3'$ ($l \approx 4000$), vê-se que o efeito SZ é dominante sobre a RCF nas escalas em que este é observado. Isso significa que em observações com resolução

suficientes ($\sim 1'$), o efeito SZ pode ser distinguido das flutuações da RCF. A Figura 2.4 mostra o efeito SZ superposto às flutuações da RCF. Vê-se que neste caso, em que a resolução corresponde à $6'' \text{ pixel}^{-1}$, os aglomerados são facilmente distinguidos.

Porém, em observações em escalas $\Delta\theta \gtrsim 8'$ ($l \lesssim 1500$), as flutuações da RCF possuem amplitude equivalente ou maior que a amplitude do efeito SZ, tornando-o indistinguível das anisotropias intrínsecas. O presente trabalho está sujeito a tal dificuldade, uma vez que o feixe do WMAP possui Largura Total à Meia Altura (FWHM)² $> 8'$ em todas as bandas. Além disso, a própria resolução dos mapas consiste em pixels de $\Delta\theta \approx 7'$. A dificuldade na distinção entre a RCF e o efeito SZ está ilustrada na Figura 2.5. Esta Figura representa regiões de $20^\circ \times 20^\circ$ em que cada pixel possui $\sim 7'$, o que consiste em uma resolução ~ 70 vezes menor que a resolução da Figura 2.4. Vê-se que o efeito SZ somado às flutuações primárias da RCF já não é tão facilmente distinguido e levando-se em consideração também o efeito de diluição pelo feixe do WMAP, o efeito SZ se confunde com as flutuações intrínsecas da RCF. As imagens são convoluídas com os feixes da banda Q e W, que possuem FWHM de $29,4'$ e $12,6'$, respectivamente. A amplitude do efeito na banda Q é $\sim 16\%$ maior que na banda W. Porém, aglomerados com intenso efeito SZ e grande escala angular devem ser observados nos dados do WMAP. Além disso, pode-se fazer uso de observações nas três frequências para distinguir o efeito SZ da RCF, devido aos diferentes espectros que estes possuem.

Pode-se concluir desta Seção que as condições para observar decrementos de temperatura nos mapas do WMAP são bastante desfavoráveis. Ressalta-se, porém, que as observações do efeito SZ realizadas neste trabalho são feitas em regiões onde sabe-se, a priori, que existem aglomerados detectados em outras frequências.

²Do termo em inglês *Full Width at Half Maximum*.

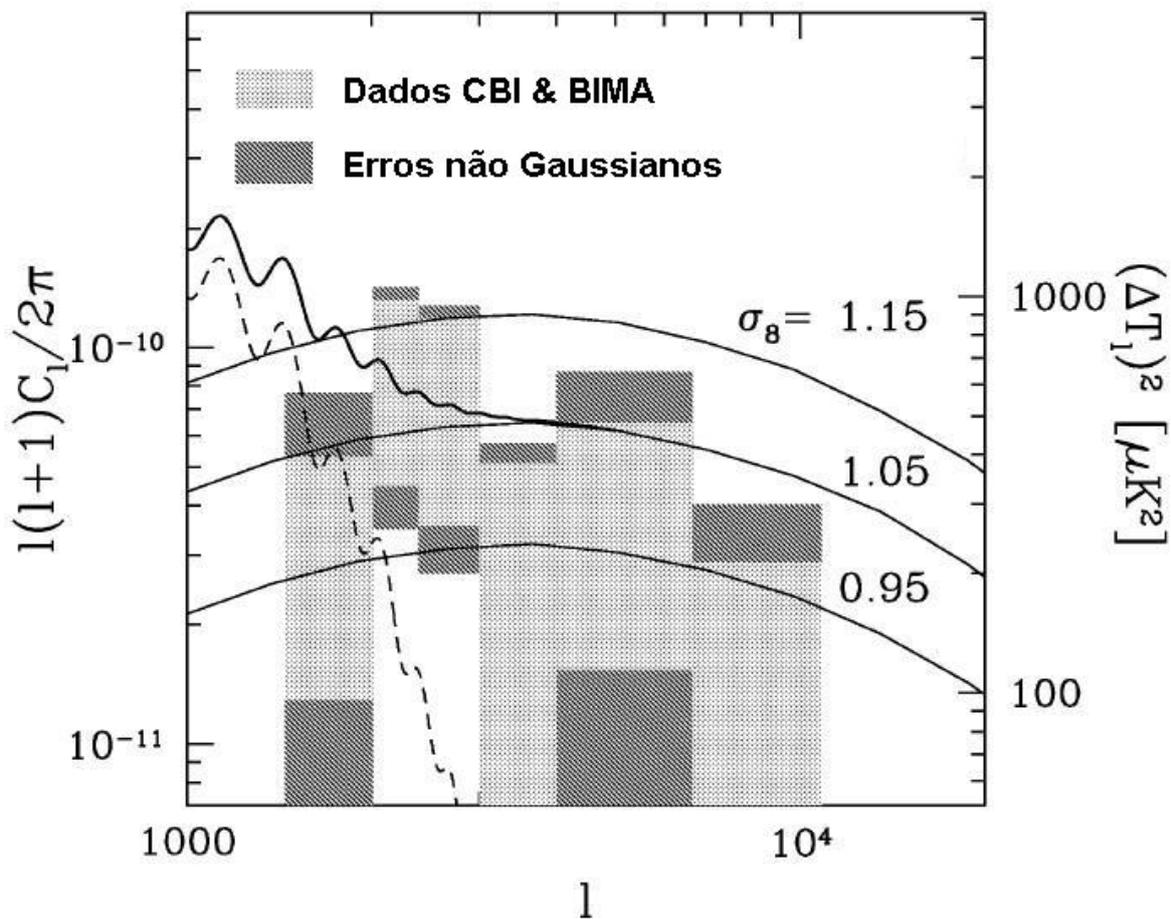


Figura 2.3 - Espectro de potência do efeito SZ obtido analiticamente por [Komatsu e Seljak \(2002\)](#), considerando três valores de σ_8 (σ_8 representa a variância das flutuações de densidade em um volume esférico de raio $R = 8 h^{-1} Mpc$, ou seja, $\sigma_8 = (\overline{M_8^2} - \overline{M_8}^2) / \overline{M_8}^2$, em que M_8 é a massa contida neste volume). Os espectros considerando $\sigma_8 = 0,95, 1,05$ e $1,15$ correspondem às linhas cheias. A linha tracejada representa as flutuações primárias da RCF, enquanto a linha cheia mais forte indica o espectro da RCF somado ao espectro SZ considerando $\sigma_8 = 1,05$. As regiões cinza claro representam medidas do espectro de potência da RCF obtidas a partir de observações com CBI (Cosmic Background Imager) e BIMA (Berkeley Illinois Maryland Association) e cujos erros não Gaussianos associados estão indicados pelas regiões cinza escuro. Ressalta-se aqui que os dados observacionais não são consistentes com o espectro de potência da RCF se forem consideradas somente as flutuações primárias (linha tracejada).

Fonte: Adaptada de [Komatsu e Seljak \(2002\)](#)

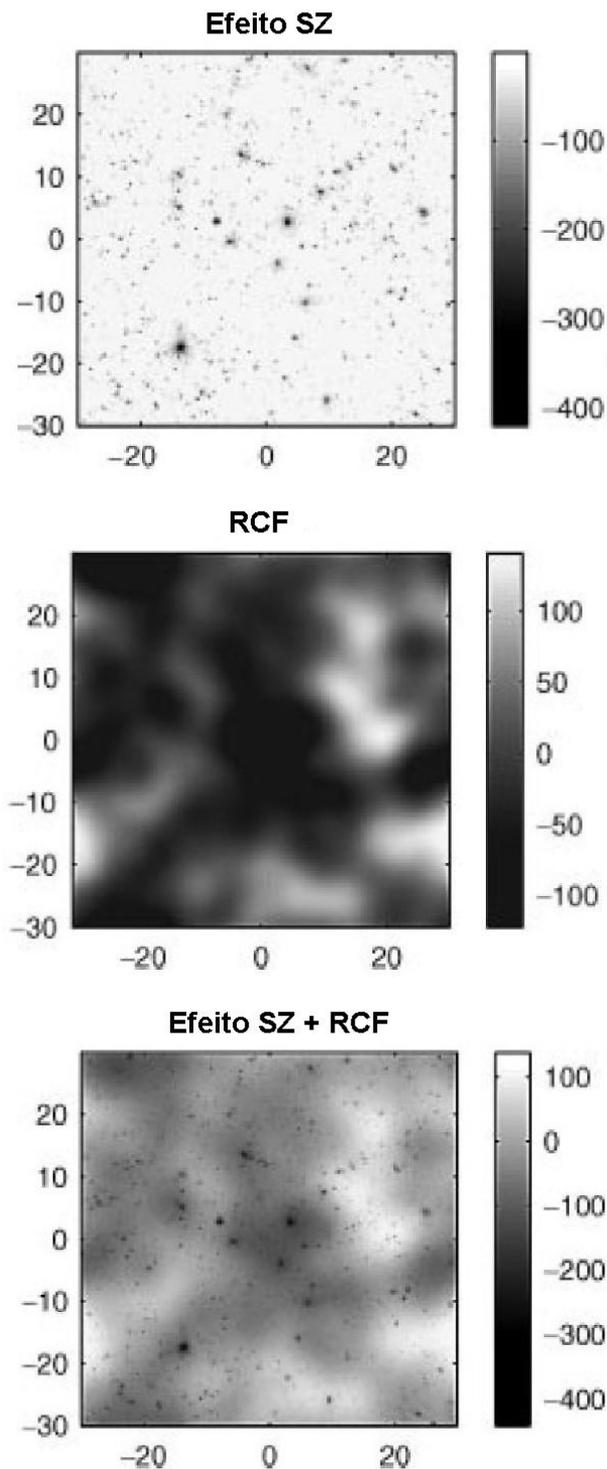


Figura 2.4 - Ilustração das escalas angulares características das flutuações primárias da RCF e do efeito SZ. As imagens representam uma área de $1^\circ \times 1^\circ$ com pixels de $\sim 6''$, e as escalas estão indicadas em μK . A imagem superior mostra o efeito SZ causado por aglomerados de galáxias gerados por simulações (SPRINGEL *et al.*, 2001). Na imagem ao centro são ilustradas as flutuações da RCF geradas considerando o modelo Λ CDM, e na imagem inferior é mostrada a soma das anisotropias da RCF e do efeito SZ. Nota-se que o efeito SZ pode ser facilmente distinguido das flutuações primárias no caso em que as observações possuem resolução angular suficiente ($\lesssim 1'$).

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

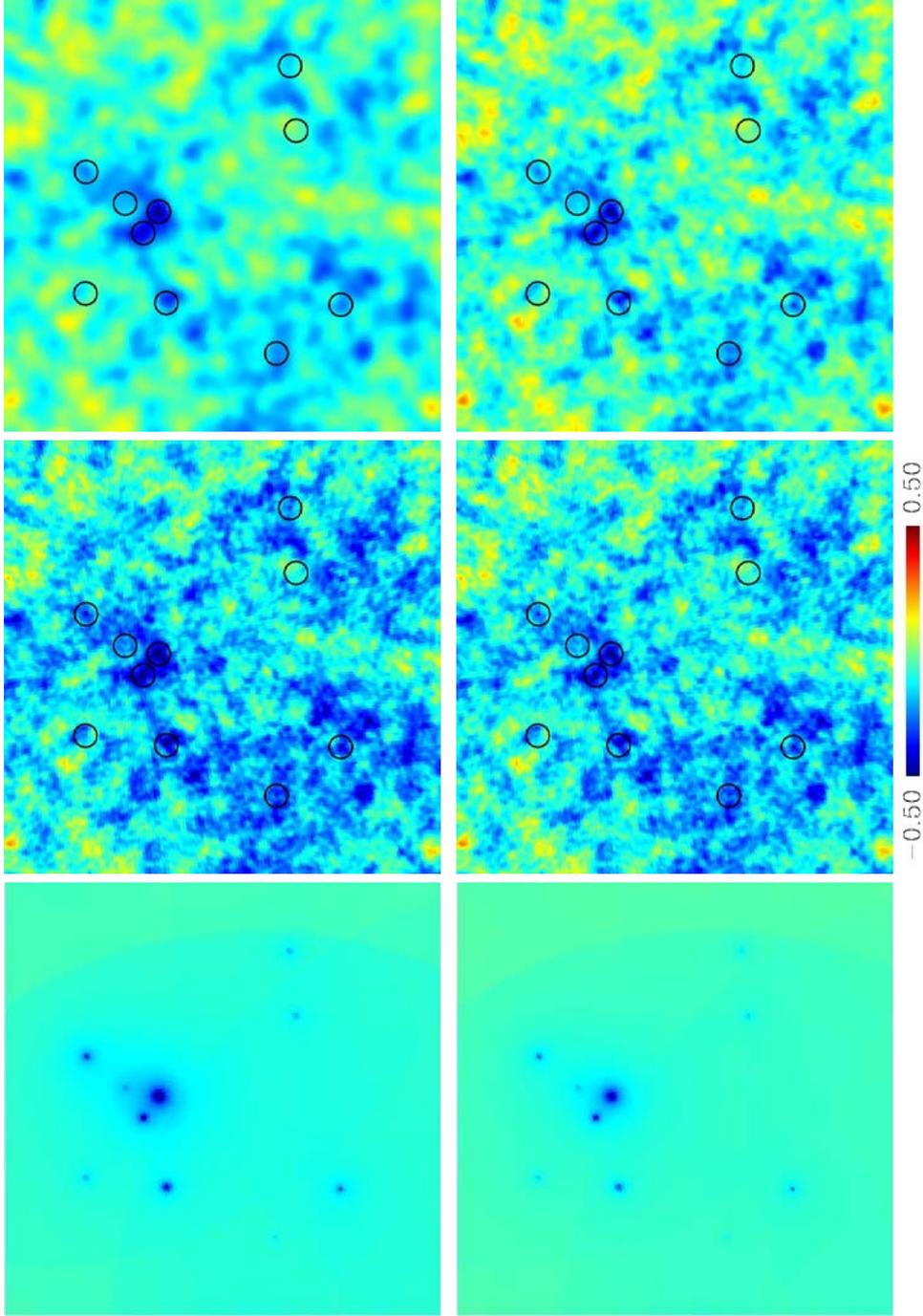


Figura 2.5 - Efeito SZ observado em baixa resolução. Cada imagem representa regiões de $20^\circ \times 20^\circ$ com resolução $\sim 7'$ $pixel^{-1}$, e a escala em mK . A primeira coluna de imagens mostra somente o efeito SZ, representado pelo modelo beta discretizado. Os parâmetros β , θ_c e ΔT_0 dos aglomerados aqui representados consistem em valores reais obtidos a partir da amostra de aglomerados utilizada neste trabalho. A segunda coluna representa o efeito SZ somado às flutuações primárias da RCF, e a terceira coluna mostra as imagens da segunda coluna convoluídas com o feixe do WMAP. As três imagens superiores correspondem à banda Q, e as três imagens inferiores correspondem à banda W.

3 DESCRIÇÃO DOS DADOS

Neste Capítulo serão descritos os dados do satélite WMAP (Seção 3.1) utilizados neste trabalho. Na Seção 3.2 são descritas as características gerais das amostras de aglomerados adotadas, e uma descrição mais detalhada de cada aglomerado da amostra é apresentada na Seção 3.2.3.

3.1 Mapas da Radiação Cósmica de Fundo

A busca do efeito SZ foi feita utilizando os dados do satélite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) (BENNETT *et al.*, 2003b; JAROSIK *et al.*, 2006), desenvolvido pela NASA e lançado em 2001, com o objetivo de medir as flutuações da RCF em escalas entre 13' e 53'. A partir das observações do satélite, são gerados mapas de polarização e intensidade das flutuações da RCF, em cinco bandas de frequência entre 23 e 94 GHz.

Os dados do WMAP são disponibilizados através do LAMBDA — Legacy Archive for Microwave Background Data Analysis¹. Recentemente foram publicados os dados de três anos do MWAP (JAROSIK *et al.*, 2006; PAGE *et al.*, 2006; SPERGEL *et al.*, 2006; HINSHAW *et al.*, 2006), os quais serão utilizados neste trabalho, juntamente com os dados de um ano do WMAP (BENNETT *et al.*, 2003b).

Os mapas do WMAP são disponibilizados em formato HEALPix² (Hierarchical Equal Area iso-Latitude Pixelization) (GÓRSKI *et al.*, 2005). HEALPix é uma estrutura de dados com uma biblioteca de algoritmos computacionais e software de visualização associados que permite a análise de grandes conjuntos de dados na forma de mapas esféricos discretizados. A estrutura de dados hierárquica facilita o reconhecimento de elementos vizinhos na superfície da esfera, pois elementos próximos na configuração espacial são também próximos na estrutura de dados.

A grade HEALPix na superfície esférica é mostrada na Figura 3.1. A resolução base é composta por 12 pixels, em três anéis em volta dos pólos e equador. A resolução da grade é expressa pelo parâmetro N_{side} , que define o número de divisões ao longo da aresta de um pixel base. Todos os centros dos pixels estão em anéis de latitude constante, e são equidistantes em longitude (em cada anel). Um mapa em formato HEALPix possui $N_{pix} = 12N_{side}^2$ pixels de mesma área $\Omega_{pix} = \frac{\pi}{3N_{side}^2}$.

Além do sistema hierárquico de numeração para os pixels, denominado formato *Nested*, a estrutura de dados HEALPix permite também o formato *Ring*, no qual os pixels são

¹<http://lambda.gsfc.nasa.gov>

²<http://healpix.jpl.nasa.gov>

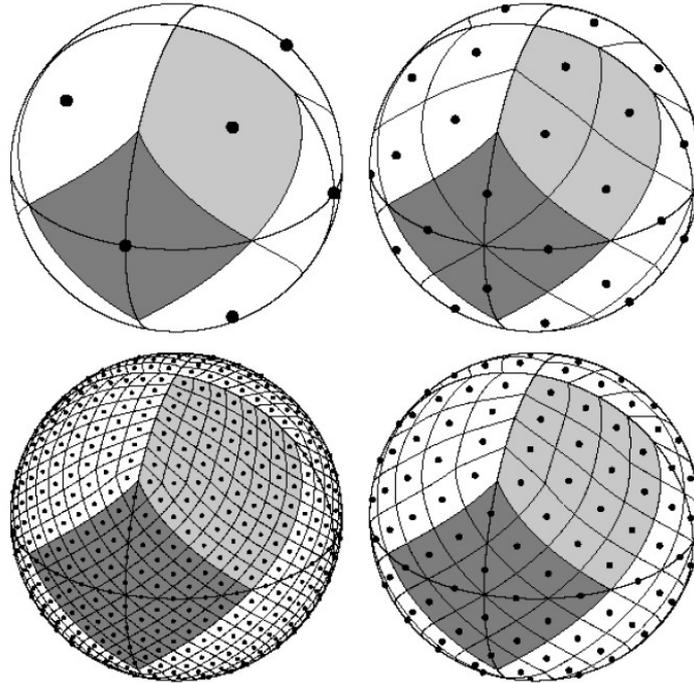


Figura 3.1 - Grade HEALPix em superfície esférica.

Fonte: Górski *et al.* (2005)

numerados em ordem crescente ao longo dos anéis de mesma latitude, do norte ao sul.

Os mapas utilizados correspondem às bandas Q (41 GHz), V (61 GHz) e W (94 GHz), todos com resolução $N_{side} = 512$, que corresponde a pixels com área $49'^2$. As bandas K e Ka não foram utilizadas devido ao alto nível de contaminação galáctica e à maior largura dos respectivos feixes. A FWHM dos feixes do WMAP são 29, 4', 19, 8' e 12, 6' para as bandas Q, V e W, respectivamente. Apesar de nenhum dos feixes ser exatamente Gaussiano (ver Fig. 2 de Page *et al.* (2003)), Gaussianas com FWHM dadas acima representam bem o feixe do WMAP, como será mostrado na Seção 4.1.

Todas as análises neste trabalho foram feitas utilizando a máscara Kp2, que remove áreas mais contaminadas na região do plano da galáxia e áreas de raio $0,6^\circ$ em torno das fontes pontuais, totalizando 15,3% dos pixels. Os mapas de emissão bremsstrahlung, síncrotron e poeira obtidos pelo método da máxima entropia (MEM — Maximum Entropy Method) são utilizados na análise de contaminação de primeiro plano e o catálogo de fontes puntiformes do WMAP é utilizado na determinação da Função de Alargamento de Ponto (PSF³). As máscaras, os mapas MEM e o catálogo de fontes pontuais são descritos em Bennett *et al.* (2003b) e Hinshaw *et al.* (2006).

³Do termo em inglês *Point Spread Function*

3.2 Amostra de Aglomerados de Abell

As amostras de aglomerados escolhidas consistem em 31 aglomerados selecionados por [Lieu *et al.* \(2006\)](#) e 22 aglomerados selecionados por [Mason e Myers \(2000\)](#). Estas serão referenciadas por L2006 e MM2000, respectivamente. Onze dos aglomerados da amostra MM2000 também fazem parte da amostra L2006, de forma que a amostra completa é composta de 42 aglomerados. Diversas informações sobre os aglomerados consideradas relevantes para este trabalho são apresentadas na Tabela 3.3.

Estas amostras foram escolhidas por duas razões. Primeiramente, ambas foram observadas em raios-X e os parâmetros do modelo beta foram determinados pelos autores a partir destas observações. Estes parâmetros são necessários para a determinação do perfil esperado. A segunda razão para a escolha de duas amostra é porque, devido aos aglomerados em comum entre estas, é possível a comparação direta entre os parâmetros do modelo beta estimados pelos diferentes autores, verificando o nível de consistência entre estes.

3.2.1 Amostra de Aglomerados L2006

A amostra L2006 (Tabela 3.1) provém do catálogo de 38 aglomerados em raio-X apresentados por [Bonamente *et al.* \(2002\)](#). Este catálogo possui aglomerados com alta latitude Galáctica ($|b| \gtrsim 30^\circ$) e baixa coluna de hidrogênio ao longo da linha de visada. Destes 38 aglomerados, [Lieu *et al.* \(2006\)](#) excluíram aqueles que apresentam fontes de rádio próximas⁴ e aqueles aos quais o modelo beta não pode ser ajustado. Com estes critérios obtém-se uma amostra de 31 aglomerados. [Lieu *et al.* \(2006\)](#) apresentam os perfis SZ dos aglomerados da amostra L2006 observados a partir dos mapas do WMAP, permitindo que seja verificada a consistência dos resultados aqui apresentados com resultados obtidos anteriormente.

Tabela 3.1 - Amostra de Aglomerados L2006

Abell 85	Abell 133	Abell 665	Abell 1068	Abell 1302	Abell 1367
Abell 1413	Abell 1656	Abell 1689	Abell 1795	Abell 1914	Abell 1991
Abell 2029	Abell 2142	Abell 2199	Abell 2218	Abell 2219	Abell 2241
Abell 2244	Abell 2255	Abell 2256	Abell 2597	Abell 2670	Abell 2717
Abell 2744	Abell 3301	Abell 3558	Abell 3560	Abell 3562	Abell 3571
Abell 4059					

Nota: Os aglomerados em **destaque** também fazem parte de MM2000

⁴Abell 1367 não foi excluído da amostra por [Lieu *et al.* \(2006\)](#), apesar de existir uma fonte intensa a 15' de seu centro. Devido a presença desta fonte, a região de Abell 1367 está incluída na máscara Kp2. Para a análise do efeito SZ neste aglomerado foi necessário não utilizar a máscara.

3.2.2 Amostra de Aglomerados MM2000

A amostra MM2000 foi estabelecida por [Mason e Myers \(2000\)](#) a partir do catálogo de aglomerados observados em raios-X XBAC ([EBELING *et al.*, 1996](#)). Deste catálogo foram selecionados 31 que possuem fluxo em raios-X $F_X > 1,0 \times 10^{-11} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ na banda 0,1 – 2,4 keV. A amostra MM2000 corresponde a 22 destes 31 aglomerados que possuem dados públicos obtidos pelo satélite *ROSAT*.

O meio intraglomerado foi modelado por [Mason e Myers \(2000\)](#) utilizando dados de raio-X. No ajuste do modelo beta foi levada em consideração a coluna de hidrogênio na linha de visada de cada aglomerado, e os aglomerados que apresentam *cooling flow*⁵ (uma revisão sobre *cooling flows* pode ser encontrada em [Fabian \(1994\)](#)) foram modelados considerando o modelo beta somado a uma Gaussiana, que [Mason e Myers \(2000\)](#) identificaram como modelo “primário”. Parâmetros de aglomerados com *cooling flow* podem ser obtidos por outro modelo, no qual a região do aglomerado onde o *cooling flow* ocorre é excluída no ajuste. Esta segunda opção foi a adotada por [Lieu *et al.* \(2006\)](#).

Tabela 3.2 - Amostra de Aglomerados MM2000

Abell 85	Abell 399	Abell 401	Abell 478	Abell 754	Abell 780
Abell 1651	Abell 1656	Abell 1795	Abell 2029	Abell 2142	Abell 2244
Abell 2255	Abell 2256	Abell 2597	Abell 3112	Abell 3158	Abell 3266
Abell 3558	Abell 3571	Abell 3667	Abell 3921		

Nota: Os aglomerados em **destaque** também fazem parte de L2006

⁵Aglomerados com *cooling flow* se caracterizam por um excesso de emissão em raios-X na região central. Este excesso de emissão faz com que o gás esfrie e flua para o centro do aglomerado.

Tabela 3.3 - Dados dos Aglomerados

Name							MM2000						L2006					
	l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	z	F_x (*)	T_e (keV)	β	θ_c ($^{\circ}$)	ΔT_Q (mK)	ΔT_V (mK)	ΔT_W (mK)	β	θ_c ($^{\circ}$)	ΔT_Q (mK)	ΔT_V (mK)	ΔT_W (mK)			
Abell 85	115,207	-72,045	0,05	72,3	6,9	0,60 ± 0,05	2,0 ± 0,5	-0,52 ± 0,04	-0,47 ± 0,05	-0,35 ± 0,03	0,58 ^{+0,03} _{-0,04}	1,8 ^{+0,5} _{-0,9}	-0,99 ^{+0,49} _{-0,30}	-0,94 ^{+0,46} _{-0,28}	-0,81 ^{+0,40} _{-0,24}			
Abell 133	149,490	-84,163	0,06	22,9	5,0						0,72 ^{+0,09} _{-0,07}	3,4 ^{+0,8} _{-0,8}	-0,22 ^{+0,06} _{-0,06}	-0,20 ^{+0,06} _{-0,06}	-0,18 ^{+0,05} _{-0,05}			
Abell 399	164,312	-39,455	0,07	29,0	7,0	0,74 ± 0,04	4,3 ± 0,5	-0,35 ± 0,03	-0,31 ± 0,03	-0,24 ± 0,02								
Abell 401	164,187	-38,876	0,07	42,6	8,0	0,64 ± 0,05	2,3 ± 0,4	-0,63 ± 0,05	-0,57 ± 0,06	-0,43 ± 0,04								
Abell 478	182,436	-28,285	0,09	39,1	8,4	0,64 ± 0,01	1,0 ± 0,2	-1,24 ± 0,18	-1,11 ± 0,20	-0,84 ± 0,13								
Abell 665	149,764	34,698	0,18	11,7	7,0						0,64 ^{+0,10} _{-0,10}	1,3 ^{+0,1} _{-0,1}	-0,40 ^{+0,08} _{-0,14}	-0,38 ^{+0,08} _{-0,14}	-0,33 ^{+0,07} _{-0,12}			
Abell 754	239,298	24,782	0,05	64,1	9,5	0,71 ± 0,12	5,5 ± 1,1	-0,56 ± 0,05	-0,51 ± 0,05	-0,38 ± 0,04								
Abell 780	242,931	25,094	0,05	48,4	4,3	0,63 ± 0,03	1,6 ± 0,4	-0,27 ± 0,05	-0,24 ± 0,05	-0,18 ± 0,04								
Abell 1068	179,114	60,122	0,14	9,3	5,0						0,90 ^{+0,17} _{-0,13}	1,5 ^{+0,5} _{-0,3}	-0,43 ^{+0,15} _{-0,16}	-0,40 ^{+0,15} _{-0,16}	-0,35 ^{+0,13} _{-0,13}			
Abell 1302	134,695	48,904	0,12	5,1	4,8						0,64 ^{+0,12} _{-0,08}	1,4 ^{+0,4} _{-0,3}	-0,17 ^{+0,05} _{-0,07}	-0,16 ^{+0,05} _{-0,06}	-0,14 ^{+0,04} _{-0,05}			
Abell 1367	235,081	73,013	0,03	83,1	3,5						0,52 ^{+0,02} _{-0,02}	8,6 ^{+0,5} _{-0,6}	-0,17 ^{+0,02} _{-0,02}	-0,16 ^{+0,02} _{-0,02}	-0,14 ^{+0,01} _{-0,02}			
Abell 1413	226,181	76,783	0,14	15,4	6,0						0,68 ^{+0,11} _{-0,11}	1,1 ^{+0,1} _{-0,1}	-0,91 ^{+0,18} _{-0,29}	-0,86 ^{+0,17} _{-0,28}	-0,74 ^{+0,14} _{-0,24}			
Abell 1651	306,747	58,624	0,08	27,1	6,1	0,71 ± 0,04	2,2 ± 0,4	-0,40 ± 0,05	-0,36 ± 0,05	-0,27 ± 0,04								
Abell 1656	56,779	88,049	0,02	316,5	9,1	0,67 ± 0,00	9,3 ± 0,1	-0,54 ± 0,05	-0,49 ± 0,06	-0,37 ± 0,04	0,71 ^{+0,11} _{-0,11}	9,8 ^{+1,6} _{-1,6}	-0,59 ^{+0,14} _{-0,20}	-0,56 ^{+0,13} _{-0,19}	-0,48 ^{+0,11} _{-0,16}			
Abell 1689	313,357	61,129	0,18	14,7	7,0						0,75 ^{+0,12} _{-0,12}	1,0 ^{+0,0} _{-0,0}	-1,01 ^{+0,17} _{-0,28}	-0,96 ^{+0,16} _{-0,26}	-0,83 ^{+0,14} _{-0,23}			
Abell 1795	33,830	77,188	0,06	67,2	7,8	0,70 ± 0,02	2,2 ± 0,3	-0,61 ± 0,08	-0,55 ± 0,09	-0,42 ± 0,06	0,99 ^{+0,04} _{-0,06}	5,2 ^{+0,3} _{-0,4}	-0,33 ^{+0,03} _{-0,03}	-0,32 ^{+0,03} _{-0,03}	-0,27 ^{+0,02} _{-0,02}			
Abell 1914	67,221	67,453	0,17	14,6	9,0						0,85 ^{+0,04} _{-0,04}	1,4 ^{+0,1} _{-0,1}	-1,47 ^{+0,12} _{-0,12}	-1,39 ^{+0,11} _{-0,12}	-1,20 ^{+0,10} _{-0,10}			
Abell 1991	22,797	60,505	0,06	9,2	4,0						0,82 ^{+0,54} _{-0,22}	2,8 ^{+2,8} _{-8,4}	-0,12 ^{+0,37} _{-0,14}	-0,12 ^{+0,35} _{-0,13}	-0,10 ^{+0,30} _{-0,11}			
Abell 2029	6,434	50,538	0,08	61,6	9,1	0,60 ± 0,03	0,9 ± 0,1	-1,26 ± 0,17	-1,13 ± 0,19	-0,86 ± 0,13	0,67 ^{+0,03} _{-0,11}	1,9 ^{+0,3} _{-0,3}	-1,27 ^{+0,23} _{-0,44}	-1,21 ^{+0,21} _{-0,42}	-1,04 ^{+0,18} _{-0,36}			
Abell 2142	44,232	48,682	0,09	61,4	9,7	0,64 ± 0,01	1,6 ± 0,1	-1,23 ± 0,15	-1,10 ± 0,16	-0,84 ± 0,11	0,68 ^{+0,11} _{-0,11}	2,4 ^{+0,2} _{-0,3}	-0,98 ^{+0,21} _{-0,32}	-0,93 ^{+0,20} _{-0,30}	-0,80 ^{+0,18} _{-0,26}			
Abell 2199	62,932	43,691	0,03	95,4	4,5						0,65 ^{+0,02} _{-0,05}	3,1 ^{+0,5} _{-2,5}	-0,23 ^{+0,19} _{-0,05}	-0,22 ^{+0,18} _{-0,05}	-0,19 ^{+0,16} _{-0,04}			
Abell 2218	97,743	38,128	0,17	7,3	6,0						0,72 ^{+0,12} _{-0,12}	1,5 ^{+0,1} _{-0,1}	-0,27 ^{+0,05} _{-0,05}	-0,26 ^{+0,05} _{-0,05}	-0,22 ^{+0,04} _{-0,07}			

(Continua)

Tabela 3.3 - (Continuação)

Name	MM2000						L2006								
	l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	z	F_x (*)	T_e (keV)	β	θ_c ($^{\circ}$)	ΔT_Q (mK)	ΔT_V (mK)	ΔT_W (mK)	β	θ_c ($^{\circ}$)	ΔT_Q (mK)	ΔT_V (mK)	ΔT_W (mK)
Abell 2219	72,621	41,468	0,23	9,2	7,0						$0,78^{+0,05}_{-0,04}$	$1,8^{+0,2}_{-0,1}$	$-0,88^{+0,09}_{-0,10}$	$-0,83^{+0,09}_{-0,10}$	$-0,72^{+0,08}_{-0,08}$
Abell 2241	54,877	36,646	0,06	—	3,1						$0,74^{+0,09}_{-0,07}$	$1,0^{+0,2}_{-0,2}$	$-0,15^{+0,03}_{-0,03}$	$-0,14^{+0,03}_{-0,03}$	$-0,12^{+0,03}_{-0,03}$
Abell 2244	56,788	36,322	0,10	22,8	7,1	$0,58 \pm 0,02$	$0,8 \pm 0,1$	$-0,66 \pm 0,33$	$-0,59 \pm 0,37$	$-0,45 \pm 0,25$	$0,59^{+0,03}_{-0,04}$	$1,0^{+0,4}_{-0,9}$	$-1,72^{+1,67}_{-0,71}$	$-1,63^{+1,58}_{-0,67}$	$-1,41^{+1,36}_{-0,58}$
Abell 2255	93,934	34,932	0,08	17,2	7,3	$0,72 \pm 0,02$	$4,4 \pm 0,1$	$-0,32 \pm 0,11$	$-0,29 \pm 0,12$	$-0,22 \pm 0,08$	$0,76^{+0,04}_{-0,04}$	$4,6^{+0,4}_{-0,3}$	$-0,40^{+0,04}_{-0,04}$	$-0,38^{+0,04}_{-0,04}$	$-0,33^{+0,03}_{-0,03}$
Abell 2256	110,996	31,754	0,06	49,0	6,6	$0,85 \pm 0,02$	$5,5 \pm 0,2$	$-0,39 \pm 0,03$	$-0,35 \pm 0,04$	$-0,26 \pm 0,02$	$0,85^{+0,14}_{-0,14}$	$5,5^{+0,9}_{-0,9}$	$-0,48^{+0,11}_{-0,14}$	$-0,46^{+0,10}_{-0,13}$	$-0,39^{+0,09}_{-0,11}$
Abell 2597	65,326	-64,842	0,09	25,9	4,4	$0,63 \pm 0,02$	$0,5 \pm 0,0$	$-0,49 \pm 0,07$	$-0,44 \pm 0,08$	$-0,34 \pm 0,05$	$0,69^{+0,08}_{-0,06}$	$1,2^{+0,7}_{-0,7}$	$-0,52^{+1,37}_{-0,33}$	$-0,49^{+1,29}_{-0,31}$	$-0,43^{+1,12}_{-0,27}$
Abell 2670	81,360	-68,531	0,07	10,3	3,0						$0,64^{+0,07}_{-0,06}$	$1,9^{+0,6}_{-0,8}$	$-0,14^{+0,06}_{-0,05}$	$-0,13^{+0,06}_{-0,05}$	$-0,12^{+0,05}_{-0,04}$
Abell 2717	349,400	-76,483	0,05	9,5	3,0						$0,64^{+0,04}_{-0,03}$	$1,5^{+0,2}_{-0,1}$	$-0,17^{+0,02}_{-0,02}$	$-0,16^{+0,02}_{-0,02}$	$-0,14^{+0,02}_{-0,02}$
Abell 2744	8,960	-81,231	0,31	5,7	11,0						$1,60^{+0,44}_{-0,27}$	$3,3^{+0,6}_{-0,4}$	$-0,87^{+0,19}_{-0,22}$	$-0,82^{+0,18}_{-0,21}$	$-0,71^{+0,15}_{-0,18}$
Abell 3112	252,937	-56,083	0,07	36,4	5,3	$0,56 \pm 0,01$	$0,5 \pm 0,1$	$-0,55 \pm 0,09$	$-0,49 \pm 0,10$	$-0,37 \pm 0,07$					
Abell 3158	265,075	-48,955	0,06	35,7	5,5	$0,65 \pm 0,02$	$2,8 \pm 0,2$	$-0,31 \pm 0,04$	$-0,27 \pm 0,04$	$-0,21 \pm 0,03$					
Abell 3266	272,093	-40,140	0,06	48,5	8,0	$0,94 \pm 0,02$	$8,5 \pm 0,3$	$-0,39 \pm 0,03$	$-0,35 \pm 0,04$	$-0,27 \pm 0,03$					
Abell 3301	242,415	-37,409	0,05	—	7,0						$0,49^{+0,05}_{-0,04}$	$1,8^{+0,5}_{-0,4}$	$-0,39^{+0,11}_{-0,15}$	$-0,37^{+0,11}_{-0,14}$	$-0,32^{+0,09}_{-0,12}$
Abell 3558	311,991	30,740	0,05	64,6	5,5	$0,55 \pm 0,01$	$2,7 \pm 0,1$	$-0,32 \pm 0,03$	$-0,29 \pm 0,03$	$-0,22 \pm 0,02$	$0,79^{+0,04}_{-0,03}$	$5,9^{+0,4}_{-0,4}$	$-0,23^{+0,02}_{-0,02}$	$-0,22^{+0,02}_{-0,02}$	$-0,19^{+0,02}_{-0,02}$
Abell 3560	312,743	28,994	0,04	14,0	2,0						$0,49^{+0,05}_{-0,04}$	$2,6^{+0,6}_{-0,5}$	$-0,13^{+0,04}_{-0,05}$	$-0,13^{+0,04}_{-0,05}$	$-0,11^{+0,03}_{-0,04}$
Abell 3562	313,382	30,332	0,04	30,8	4,5						$0,47^{+0,08}_{-0,08}$	$1,3^{+0,1}_{-0,1}$	$-0,26^{+0,08}_{-0,26}$	$-0,25^{+0,08}_{-0,25}$	$-0,22^{+0,07}_{-0,21}$
Abell 3571	316,317	28,557	0,04	109,5	6,9	$0,67 \pm 0,01$	$3,6 \pm 0,2$	$-0,51 \pm 0,04$	$-0,46 \pm 0,04$	$-0,35 \pm 0,03$	$0,65^{+0,04}_{-0,04}$	$3,6^{+0,7}_{-0,7}$	$-1,05^{+0,23}_{-0,23}$	$-1,00^{+0,22}_{-0,22}$	$-0,86^{+0,19}_{-0,19}$
Abell 3667	340,884	-33,376	0,06	73,1	7,0	$0,59 \pm 0,05$	$4,3 \pm 1,0$	$-0,45 \pm 0,05$	$-0,40 \pm 0,05$	$-0,30 \pm 0,04$					
Abell 3921	321,946	-47,968	0,10	14,0	6,6	$0,54 \pm 0,03$	$1,3 \pm 0,2$	$-0,43 \pm 0,10$	$-0,39 \pm 0,11$	$-0,30 \pm 0,07$					
Abell 4059	356,378	-76,077	0,05	31,2	4,5						$0,99^{+0,30}_{-0,18}$	$6,0^{+2,2}_{-1,7}$	$-0,31^{+0,11}_{-0,13}$	$-0,20^{+0,10}_{-0,13}$	$-0,25^{+0,09}_{-0,11}$

(*) - $(10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$, (0,1 - 2,4 keV)

(Fim)

Fonte: Adaptado de Lieu et al. (2006) e Mason e Myers (2000).

3.2.3 Notas Individuais de Cada Aglomerado

Esta Seção não é, de forma alguma, uma descrição completa de cada aglomerado. Aqui são apresentadas apenas as informações relevantes sobre cada um dos aglomerados analisados no trabalho, resultantes de pesquisas realizadas no NASA/IPAC Extragalactic Database (NED).

Como discutido na Seção 2.2, a consideração de um gás intraglomerado isotérmico e que possui distribuição esférica não é adequada para aglomerados que apresentam subestruturas, o que dificulta a modelagem do efeito SZ a partir de dados de raio-X. Desta forma, a estimativa dos parâmetros destes aglomerados fica mais suscetível a erros. Uma vez que a previsão do efeito SZ depende desta estimativa, as informações sobre a presença de subestruturas são mencionadas, quando pertinente.

A presença de fontes a uma distância menor que 2° ao centro do aglomerado e com fluxo > 1 Jy também é mencionada. A procura por fontes foi realizada utilizando os catálogos Parkes-MIT-NRAO Radio Survey (PMN) (GRIFFITH *et al.*, 1994), Green Bank 6cm Radio Survey (GB6) (GREGORY *et al.*, 1996) e WMAP. Todos os fluxos de fontes são dados em 4,85 GHz, exceto quando estas correspondem às fontes do catálogo do WMAP. Neste caso, é indicada a banda na qual foi observado o fluxo mencionado. Outras características julgadas relevantes também serão apresentadas aqui.

Os resultados de observações do efeito SZ realizadas por diferentes autores são apresentados, atualizando a lista de observações do efeito SZ reportadas por Birkinshaw (1999) para os aglomerados desta amostra. Se forem apresentados valores deconvoluídos de ΔT_0 , estes serão explicitamente mencionados, caso contrário são dados os valores como observados pelos autores. Algumas observações presentes no trabalho de Birkinshaw (1999) que foram julgadas relevantes são também apresentadas.

Abell 85

Há evidência de processo de coalescência em Abell 85 (KEMPNER *et al.*,) e imagens do satélite ROSAT mostram um grupo de galáxias ao sul deste aglomerado. Abell 85 apresenta morfologia unimodal, isto é, possui apenas uma estrutura principal, e a análise de dados ópticos não fornece evidências de subestruturas ligadas ao aglomerado (FLIN; KRYWULT, 2006; GIRARDI *et al.*, 1997). A análise de dados em raios-X de Abell 85 mostra que este aglomerado apresenta possíveis subestruturas (SCHUECKER *et al.*, 2001). Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada.

Abell 133

A análise dos dados ópticos e em raios-X fornecem resultados diferentes quanto a presença de subestruturas em Abell 133. Dados ópticos revelam que Abell 133 apresenta significativas subestruturas que podem indicar um evento de coalescência (KRYWULT *et al.*, 1999; WHITE *et al.*, 1997; FLIN; KRYWULT, 2006). Por outro lado, baseados em dados em raios-X, Schuecker *et al.* (2001) e Kolokotronis *et al.* (2001) concluem que Abell 133 apresenta pouco ou nenhuma subestrutura. Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada.

Abell 399 e Abell 401

Os aglomerados Abell 399 e 401 estão na mesma região, separados por uma distância de 37'. Evidências de uma interação entre estes dois aglomerados foram encontradas recentemente a partir de observações em raios-X (YUAN *et al.*, 2005). Observações utilizando o VSA (Very Small Array) foram realizadas por Lancaster *et al.* (2005), e o efeito SZ não foi detectado na direção de Abell 399. Nestas mesmas observações, um decremento de temperatura foi detectado a cerca de 15' do centro de Abell 401. Porém este foi atribuído à flutuação da própria RCF. Mason *et al.* (2001), por outro lado, determinaram decrementos de temperatura de $\Delta T_{RJ} = -0,18$ mK e $-0,34$ mK na direção de Abell 399 e 401, respectivamente.

Abell 478

Uma fonte de rádio (GB6 J0413+1112) com fluxo de 1,4 Jy está presente a 44' de distância. Mason *et al.* (2001) observaram um decremento de $\Delta T_{RJ} = -0,42$ mK na direção de Abell 478. Imagens em raios-X indicam que Abell 478 apresenta um formato elipsoidal (ALLEN *et al.*, 1993), mas não há evidências de subestruturas (SCHUECKER *et al.*, 2001; SLEZAK *et al.*, 1994).

Abell 665

A presença de subestruturas em Abell 665 foi constatada por Geller e Beers (1982) a partir de imagens ópticas. Observações de efeito SZ já foram realizadas na direção deste aglomerado, apresentando resultados de $\Delta T_{RJ} = -0,24 \pm 0,04$ mK (GRAINGE *et al.*, 1996), $-0,37 \pm 0,07$ mK (BIRKINSHAW, 1999) e $-0,58 \pm 0,23$ mK (DESERT *et al.*, 1998).

Abell 754

A análise de dados ópticos revelam que Abell 754 apresenta morfologia bimodal, isto é, é composto por duas estruturas principais, e significativas subestruturas (FLIN; KRYWULT, 2006; GODLOWSKI *et al.*, 1998; GIRARDI *et al.*, 1997; GELLER; BEERS, 1982). Dados

em raios-X mostram subestruturas significativas em Abell 754 (SCHUECKER *et al.*, 2001; SLEZAK *et al.*, 1994). Nenhuma observação do efeito SZ foi realizada.

Abell 780

Este aglomerado apresenta uma fonte intensa a 3' do seu centro (Hydra A). Esta fonte está presente no catálogo do WMAP (WMAP 143) com fluxo de 1,0 Jy na banda Q, e portanto a região de Abell 780 é excluída pela máscara Kp2. Esta fonte corresponde à PMNJ0918-1205 no catálogo PMN, com fluxo de 14 Jy. Schuecker *et al.* (2001) concluem que Abell 780 não apresenta subestruturas. Nenhuma observação do efeito SZ foi realizada até o momento.

Abell 1068

Nenhuma observação do efeito SZ na direção do aglomerado Abell 1068 foi realizada até o momento.

Abell 1302

Este aglomerado possui uma fonte de rádio com fluxo de 1,1 Jy a uma distância de 52' (GB6 J1139+6547).

Abell 1367

Abell 1367 apresenta subestruturas tanto em dados ópticos (FLIN; KRYWULT, 2006; GIRARDI *et al.*, 1997) quanto em raios-X (SCHUECKER *et al.*, 2001). O centro de Abell 1367 é excluído pela máscara Kp2 devido à presença de uma fonte de rádio a 15' de distância. Esta fonte apresenta um fluxo de 2 Jy em 4,85 GHz (GB6 J1145+1936).

Abell 1413

O efeito SZ na direção de Abell 1413 já foi bem observado. Medidas recentes resultam em $\Delta T_{RJ} = -0,15 \pm 0,02$ mK (GRAINGE *et al.*, 1996), $-0,82$ mK (GRAINGE *et al.*, 2002), $-0,86 \pm 0,24$ mK (JONES *et al.*, 2005), sendo esta última obtida por ajuste de um modelo ao perfil observado. Abell 1413 apresenta forma elíptica, sendo a razão entre os eixos de 1,3 (GRAINGE *et al.*, 1996). Não são observadas subestruturas em dados em raios-X (SLEZAK *et al.*, 1994), porém estas são observadas em dados ópticos (FLIN; KRYWULT, 2006). A fonte GB6 J1158+2450 com fluxo de 1,2 Jy está a 97' do centro de Abell 1413.

Abell 1651

Dados ópticos mostram que este aglomerado apresenta subestruturas (FLIN; KRYWULT, 2006; KRYWULT *et al.*, 1999), porém não é constatada a presença de subestruturas nos dados em raios-X (SCHUECKER *et al.*, 2001). A fonte PMNJ1256-0547, apesar de intensa (11 Jy) está distante do centro de Abell 1651 (107'). Esta fonte está presente também no catálogo do WMAP, com fluxo de 13 Jy na banda W. Mason *et al.* (2001) observaram um decremento de $\Delta T_{RJ} = -0,27$ mK na direção de Abell 1651.

Abell 1656

Abell 1656 (Coma) é o aglomerado mais próximo da amostra. Com $z = 0,02$, Abell 1656 possui uma escala angular característica de $\approx 10'$, sendo portanto resolvido pelo feixe do WMAP. De fato, o efeito SZ devido a este aglomerado já foi observado nos mapas do WMAP. Bennett *et al.* (2003b) mediram o decremento de temperatura nas bandas V e W usando os dados de primeiro ano e encontraram $-0,24 \pm 0,18$ mK e $-0,34 \pm 0,18$ mK, respectivamente. Hinshaw *et al.* (2006) observaram $-0,31 \pm 0,16$ mK e $-0,46 \pm 0,16$ mK também nas bandas V e W, mas usando os mapas de três anos. Estes valores foram obtidos realizando a deconvolução com o feixe. Outras observações resultaram em $\Delta T_{RJ} = -0,27 \pm 0,03$ mK (HERBIG *et al.*, 1995) e $-0,31 \pm 0,4$ mK (deconvoluido) (SILVERBERG *et al.*, 1997). Os valores $\Delta T_0 = -0,18 \pm 0,04$, $-0,033 \pm 0,081$ e $0,17 \pm 0,04$ mK foram observados nas frequências 143, 214 e 272 GHz, respectivamente (de PETRIS *et al.*, 2002). A fonte GB6 J1254+2737 (1,2 Jy) está a 72' do centro de Abell 1656.

Abell 1689

Abell 1689 apresenta uma morfologia óptica unimodal, sem subestruturas (FLIN; KRYWULT, 2006). Um decremento SZ significativo foi observado por Holzapfel *et al.* (1997), que mediram $\Delta T_{RJ} = -1,87 \pm 0,32$ mK (deconvoluido).

Abell 1795

Este aglomerado apresenta um formato regular, sem subestruturas, tanto em raios-X quanto em dados ópticos (FLIN; KRYWULT, 2006; SCHUECKER *et al.*, 2001; GIRARDI *et al.*, 1997). Meyer *et al.* (1983) observaram Abell 1795, porém encontraram $\Delta T_{RJ} = +0,2 \pm 0,9$ mK.

Abell 1914

Grainge *et al.* (1996) observaram um decremento de temperatura devido ao efeito SZ de $\Delta T_{RJ} = -0,15 \pm 0,04$ mK. AMI COLLABORATION *et al.* (2006) observaram um forte

sinal SZ, cuja densidade de fluxo integrado medido foi $-8,6 \pm 0,5$ mJy. Jones *et al.* (2005) observaram $-0,86 \pm 0,30$ mK (deconvoluido). Há uma fonte de rádio brilhante a $82'$ de Abell 1914. Esta fonte corresponde à fonte WMAP 42, com fluxo de 1,1 Jy na banda V.

Abell 1991

A análise de dados ópticos de Abell 1991 mostra que este aglomerado apresenta uma única estrutura central e nenhuma subestrutura (FLIN; KRYWULT, 2006). Nenhuma medida do efeito SZ foi realizada até o momento.

Abell 2029

Abell 2029 apresenta um formato elíptico, sendo a razão entre os eixos de 1,22 (SLEZAK *et al.*, 1994). Dados ópticos e em raios-X não mostram evidências de subestruturas neste aglomerado (FLIN; KRYWULT, 2006; SCHUECKER *et al.*, 2001; SLEZAK *et al.*, 1994; GELLER; BEERS, 1982). Nenhuma medida de efeito SZ foi realizada até o momento.

Abell 2142

Abell 2142 apresenta subestruturas quando observado em raios-X (SCHUECKER *et al.*, 2001), porém em dados ópticos este aglomerado apresenta morfologia unimodal e sem subestruturas. Decrementos de temperatura de $\Delta T_{RJ} = -0,48 \pm 0,78$ mK (LAKE; PARTRIDGE, 1980), $-1,4 \pm 1,0$ mK (BIRKINSHAW *et al.*, 1981), $-0,437 \pm 0,025$ mK (MYERS *et al.*, 1997) foram observados na direção de Abell 2142.

Abell 2199

A fonte GB6 J1635+3808 está a uma distância de $115'$ de Abell 2199, com fluxo de 3,2 Jy. Esta também está presente no catálogo do WMAP (WMAP 33), com fluxo de 3,9 Jy na banda W. A análise de dados ópticos mostra que Abell 2199 apresenta subestruturas (FLIN; KRYWULT, 2006).

Abell 2218

Medidas do efeito SZ mostram um significativo decremento de temperatura em sua direção: $\Delta T_{RJ} = -0,6 \pm 0,2$ mK (KLEIN *et al.*, 1991), $-0,68 \pm 0,20$ mK (UYANIKER *et al.*, 1997), $-0,52 \pm 0,15$ mK (TSUBOI *et al.*, 1998), $-0,40 \pm 0,05$ mK (BIRKINSHAW, 1999), $-0,797 \pm 0,205$ mK (deconvoluido) (JONES *et al.*, 2005). Não há evidência de subestruturas em dados ópticos ou em raios-X (SLEZAK *et al.*, 1994).

Abell 2219

A 44' de distância do centro de Abell 2219 é observada a fonte GB6 J1637+4717, com fluxo de 1,2 Jy. Esta fonte está presente também no catálogo do WMAP (WMAP J1637+4715), com fluxo de 0,7 Jy na banda V.

Abell 2241

Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada.

Abell 2244

A partir de dados em raios-X, [Schuecker et al. \(2001\)](#) concluem que Abell 2244 não apresenta subestruturas. [Lancaster et al. \(2005\)](#) observaram Abell 2244 usando o VSA, e este aglomerado não apareceu no mapa. Os autores sugerem que as coordenadas do aglomerado podem coincidir com uma flutuação positiva da RCF.

Abell 2255

A análise de dados ópticos e em raios-X mostra a presença de subestruturas em Abell 2255 ([FLIN; KRYWULT, 2006](#); [SCHUECKER et al., 2001](#)). [Rudnick \(1978\)](#) observou Abell 2255, porém obteve uma variação de temperatura $\Delta T_{RJ} = +1,5 \pm 3,0$.

Abell 2256

Dados em raios-X deste aglomerado mostram uma estrutura complexa, com evidência de subestruturas ([SCHUECKER et al., 2001](#); [SLEZAK et al., 1994](#); [MOHR et al., 1993](#); [BRIEL et al., 1991](#)). Porém em imagens ópticas Abell 2256 apresenta uma morfologia unimodal e sem subestruturas ([FLIN; KRYWULT, 2006](#)). [Myers et al. \(1997\)](#) observaram uma variação de temperatura de $\Delta T_{RJ} = -0,243 \pm 0,025$ mK na direção de Abell 2256. Este aglomerado é o único da amostra que está em uma região não coberta pelos catálogos PMN e GB6, os quais juntos cobrem o céu de $\delta = -88^\circ$ a 75° . A busca por fontes de rádio, neste caso, foi realizada utilizando o NED, mas nenhuma fonte foi encontrada.

Abell 2597

Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada.

Abell 2670

[Flin e Krywult \(2006\)](#), [Girardi et al. \(1997\)](#) e [Serna e Gerbal \(1996\)](#) não encontram nenhuma evidência de subestruturas ópticas em Abell 2670, em contraste com [Escalera](#)

et al. (1994), que encontram uma série de subestruturas neste aglomerado. Existem duas fontes com fluxo maior que 1 Jy em um raio de 2° ao centro do aglomerado: PMNJ2357-1125, a $79'$, com fluxo de 1,4 Jy e PMNJ2358-1020 a $60'$ e 1,6 Jy. Esta última está no catálogo do WMAP (WMAP J2358-1013), com fluxo de 1,1 Jy na banda V. Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada.

Abell 2717

A análise da presença de subestruturas realizada por Kolokotronis *et al.* (2001) resulta na discordância entre a classificação morfológica óptica e em raios-X. A aparência óptica bimodal encontrada é atribuída à efeitos de projeção, uma vez que em raios-X este aglomerado apresenta unimodalidade. Porém, a morfologia óptica unimodal é encontrada por Flin e Krywult (2006) e Girardi *et al.* (1997). Nenhuma medida direta do efeito SZ na direção de Abell 2717 foi realizada.

Abell 2744

Um decremento de $\Delta T_{RJ} = -2,1 \pm 0,7$ mK foi observado na direção de Abell 2744 (ANDREANI *et al.*, 1996).

Abell 3112

Abell 3112 não apresenta subestruturas nos dados em raios-X, sendo composto por apenas uma estrutura principal (KOLOKOTRONIS *et al.*, 2001; SCHUECKER *et al.*, 2001). Este aglomerado apresenta uma fonte (PMNJ0321-4510) a $66'$ do seu centro, com fluxo de 1 Jy. Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada.

Abell 3158

A análise de dados em raios-X de Abell 3158 mostra que este aglomerado possui pouca ou nenhuma subestrutura (KOLOKOTRONIS *et al.*, 2001; SCHUECKER *et al.*, 2001). Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada.

Abell 3266

Os resultados da análise de dados ópticos e em raios-X são distintos quanto a presença de subestruturas. Em dados ópticos, Abell 3266 apresenta morfologia unimodal, sem subestruturas (FLIN; KRYWULT, 2006; GIRARDI *et al.*, 1997), e em raios-X subestruturas são observadas (KOLOKOTRONIS *et al.*, 2001; SCHUECKER *et al.*, 2001; MOHR *et al.*, 1993). Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada.

Abell 3301

Analisando imagens em raios-X, [Kolokotronis et al. \(2001\)](#) não encontraram subestruturas em Abell 3301. Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada até o momento.

Abell 3558

Se observado em raios-X, Abell 3558 apresenta morfologia bimodal ([SLEZAK et al., 1994](#)) e possíveis subestruturas ([SCHUECKER et al., 2001](#)). [Dantas et al. \(1997\)](#) classificam a morfologia óptica deste aglomerado como bimodal, porém [Flin e Krywult \(2006\)](#) e [Girardi et al. \(1997\)](#) classificam-o como unimodal. [Bardelli et al. \(1998\)](#) encontraram que as galáxias mais azuis se encontram entre Abell 3558 e Abell 3562, o que se espera em um cenário de coalescência entre estes dois aglomerados. Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada.

Abell 3560

Existem três fontes próximas deste aglomerado: PMNJ1335-3352 a 62' e fluxo 1,6 Jy; PMNJ1336-3358 a 75' e 1,9 Jy; PMNJ1337-3409 a 91' e 1,1 Jy. PMNJ1336-3358 corresponde a fonte WMAP 185 (1,7 Jy na banda V). Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada.

Abell 3562

Como já mencionado acima, [Bardelli et al. \(1998\)](#) encontraram que as galáxias mais azuis se encontram entre Abell 3558 e Abell 3562, o que se espera em um cenário de coalescência entre estes dois aglomerados. Subestruturas são encontradas tanto em dados ópticos ([FLIN; KRYWULT, 2006](#)) quanto em raios-X ([SCHUECKER et al., 2001](#)). Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada.

Abell 3571

A análise de dados em raios-X mostra a presença de subestruturas em Abell 3571 ([SCHUECKER et al., 2001](#)). Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada.

Abell 3667

Analisando dados ópticos, [Girardi et al. \(1997\)](#) não encontraram subestruturas significativas em Abell 3667. Por outro lado, [Flin e Krywult \(2006\)](#) encontraram subestruturas no centro e nas vizinhanças deste aglomerado, em concordância com [Schuecker et al. \(2001\)](#), que também encontra subestruturas nos dados em raios-X. Nenhuma medida direta do

efeito SZ foi realizada.

Abell 3921

A partir de dados em raios-X, [Kolokotronis et al. \(2001\)](#) e [Schuecker et al. \(2001\)](#) concluem que Abell 3921 apresenta subestruturas. Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada.

Abell 4059

A análise de dados em raios-X de Abell 4059 não evidenciam a presença de subestruturas neste aglomerado ([KOLOKOTRONIS et al., 2001](#); [SCHUECKER et al., 2001](#); [SLEZAK et al., 1994](#)). Nenhuma medida direta do efeito SZ foi realizada até o momento.

4 METODOLOGIA

A metodologia adotada para a obtenção dos perfis SZ é descrita neste Capítulo. Os perfis esperados baseados nos dados de raios-X e observados nos mapas do WMAP são obtidos como descrito nas Seções 4.1 e 4.2. Na Seção 4.3 é apresentada uma breve discussão sobre os perfis previstos e observados obtidos. Em todo este trabalho, quantidades marcadas com ‘*’ correspondem aos valores convoluídos.

4.1 Definição do Perfil Esperado

O modelo beta apresentado no Capítulo 2 para descrever o meio intraglomerado é utilizado nesta Seção para determinar o perfil que se espera observar nos mapas do WMAP. Os parâmetros β , θ_c e ΔT_0 deste modelo foram extraídos de Lieu *et al.* (2006) e Mason e Myers (2000). Enquanto Lieu *et al.* (2006) apresentam os valores de ΔT_0 calculados para as frequências do WMAP, Mason e Myers (2000) determinam os valores da profundidade óptica τ parametrizada em $h^{-1/2}$, em que h é o parâmetro de Hubble. Porém estes podem facilmente ser convertidos em ΔT_0 utilizando o valor da temperatura dos elétrons no gás, T_e e a relação dada por Mason e Myers (2000),

$$\Delta T_0 = T_{RCF} \frac{x^2 e^x}{(e^x - 1)^2} g(x) \frac{k_B T_e}{m_e c^2} \tau_0 , \quad (4.1)$$

em que

$$g(x) = x \coth(x/2) - 4 , \quad (4.2)$$

e

$$x = \frac{h\nu}{k_B T_{RCF}} \quad (4.3)$$

em que T_{RCF} e ν são a temperatura e frequência dos fótons da RCF. A profundidade óptica prevista $\tau_0 = \tau \cdot h^{-1/2}$ foi obtida considerando o valor do parâmetro de Hubble dado por Spergel *et al.* (2006), $h = 0,725$. A temperatura adotada para a RCF foi $T_{RCF} = 2,725 \text{ K}$ (MATHER *et al.*, 1999).

Os erros em ΔT_0 para a amostra MM2000 foram obtidos usando a equação de propagação de erros considerando a equação (4.1)

$$\sigma_{\Delta T_0} = T_{RCF} \frac{x^2 e^x}{(e^x - 1)^2} g(x) \frac{k_B}{m_e c^2} (\sigma_{\tau_0} T_e + \sigma_{T_e} \tau_0) \quad (4.4)$$

em que σ_{τ_0} e σ_{T_e} correspondem aos erros de τ e da temperatura do gás de elétrons, T_e , assim como determinados por [Mason e Myers \(2000\)](#).

Os perfis previstos foram determinados levando em consideração os efeitos do feixe do WMAP, ou seja, foi realizada a convolução do modelo beta do efeito SZ com a PSF do WMAP. A PSF foi determinada considerando a média dos perfis radiais normalizados de fontes puntiformes do catálogo do WMAP. Os perfis foram obtidos como descrito na Seção 4.2 e as fontes consideradas para a obtenção da PSF são aquelas com medidas de fluxo nas cinco frequências. As fontes que não possuem contrapartida nos catálogos GB6 ou PMN foram excluídas por poderem ser falsas detecções. A PSF foi então determinada a partir de 25 fontes pontuais. A Figura 4.1 mostra a PSF correspondente às bandas Q, V e W.

As PSF determinadas possuem FWHM maiores que os feixes Gaussianos do WMAP apresentados na Seção 3.1, mas deve ser lembrado que o próprio método de obtenção dos perfis pode modificar sua largura. Para verificar esta hipótese e checar a exatidão na determinação da PSF, foi determinada a “PSF do Método”. Tal PSF foi determinada a partir de uma imagem em formato HEALPix na qual somente o pixel central possui valor unitário, e todos os demais são nulos. O melhor ajuste ao perfil desta imagem corresponde a uma Gaussiana de $\sigma = 0,077^\circ$ (Figura 4.2). A convolução desta Gaussiana com os feixes do WMAP resultam em Gaussianas de $\sigma_Q = 0,22^\circ$, $\sigma_V = 0,16^\circ$ e $\sigma_W = 0,12^\circ$, em perfeita concordância com os valores de σ das PSFs obtidas usando as fontes puntiformes.

As incertezas dos perfis previstos podem ser determinadas utilizando-se a matriz de covariâncias dos parâmetros β , θ_c e ΔT_0 e a equação de propagação de erros. Entretanto, as derivadas da equação resultante da convolução entre o modelo beta e a PSF assumem uma forma complicada. Assim, foi utilizado o procedimento adotado por [Lieu et al. \(2006\)](#). Dados os parâmetros $\beta \pm \sigma_\beta$, $\theta_c \pm \sigma_{\theta_c}$ e $\Delta T_0 \pm \sigma_{\Delta T_0}$ de um aglomerado, obtém-se os perfis com os parâmetros $\Delta T'_0 = \Delta T_0 + 0,9 \sigma_{\Delta T_0}$ e $\Delta T''_0 = \Delta T_0 - 0,9 \sigma_{\Delta T_0}$, fixando $\beta' = \beta'' = \beta$ e $\theta'_c = \theta''_c = \theta_c$. Quando o erro de ΔT_0 não é simétrico, o valor médio de σ_+ e σ_- é considerado. Estes dois perfis são convoluídos com a PSF e considerados como os limites de erro superior e inferior.

Obviamente este procedimento de cálculo das incertezas não é exato, mas seu uso pode ser justificado usando o seguinte argumento: em $\theta \approx 0$, as incertezas do perfil são dominadas por $\sigma_{\Delta T_0}$. Como a comparação entre os perfis previstos e observados são realizadas prin-

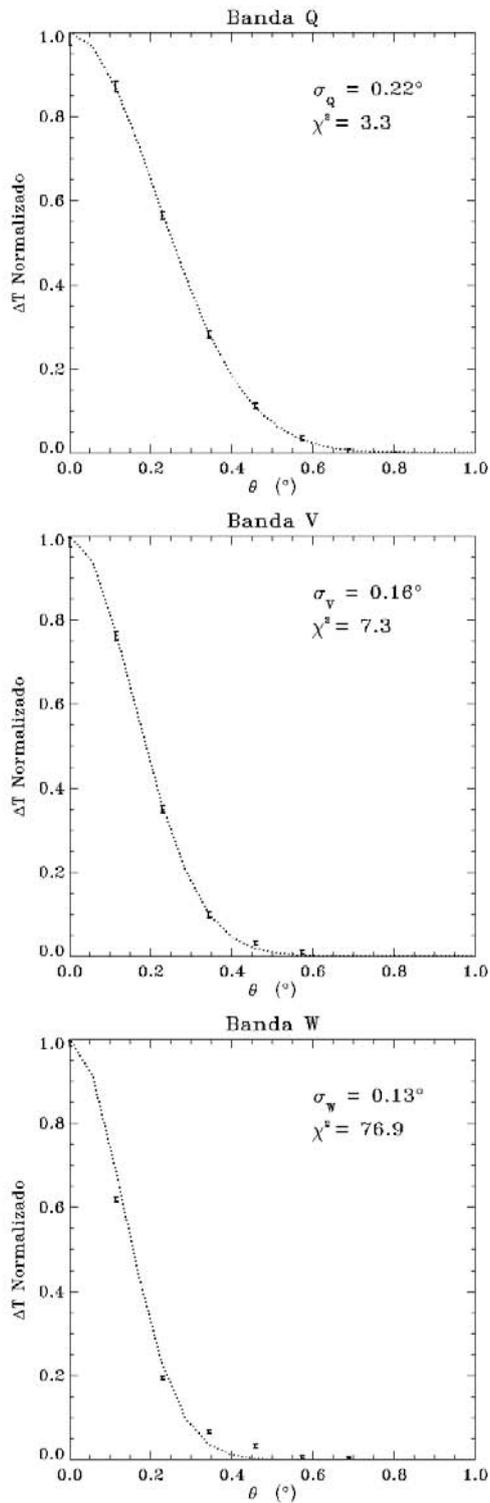


Figura 4.1 - PSF do WMAP para as bandas Q, V e W. Na determinação destas foram consideradas as médias dos perfis radiais normalizados de 25 fontes pontuais do catálogo do WMAP.

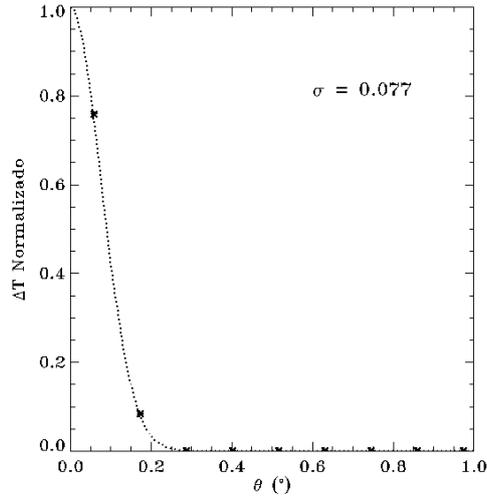


Figura 4.2 - A “PSF do Método” para acessar os perfis em mapas no formato HEALPix. Esta Figura mostra o melhor ajuste gaussiano para o perfil obtido de uma imagem em formato HEALPix, onde somente o pixel central possui valor não nulo.

principalmente em função da diferença do decremento central (ver equação (5.1) no Capítulo 5), e não na diferença de todo o perfil, estas estimativas de erros são adequadas para as análises feitas nas Seções seguintes.

Os perfis previstos são apresentados na Figura 4.8.

4.2 Obtenção dos Perfis a Partir dos Mapas do WMAP

A variação de temperatura ΔT^* associada a uma dada distância θ ao centro do aglomerado corresponde à média da variação de temperatura de vários pontos presentes no anel de raio θ centrado nas coordenadas do aglomerado (Figura 4.3). O número de pontos considerados em cada anel é função deste raio θ . Devido à baixa resolução do WMAP para os propósitos deste trabalho, o valor de um único pixel pode não representar adequadamente a variação de temperatura de uma dada coordenada (Figura 4.4). Mediante este inconveniente, o valor da variação de temperatura associada a uma dada coordenada é considerada como sendo a média dos quatro pixels mais próximos, ponderada pela distância entre a coordenada e o centro de cada pixel.

As incertezas de cada ponto do perfil foram calculadas considerando o ruído inerente ao instrumento e as flutuações da RCF. A incerteza associada a cada pixel devida ao ruído do instrumento é dada pela relação $\sigma_p = \sigma_0 / \sqrt{N_{Obs}}$, em que N_{Obs} é o número de observações por pixel. O valor de σ_0 é encontrado em Jarosik *et al.* (2006) e apresenta dependência com a frequência: $\sigma_0 = 2,1898 \text{ mK}$, $3,1249 \text{ mK}$ e $6,5112 \text{ mK}$ para as bandas Q, V e W, respectivamente. O erro total em $\Delta T_0^*(\theta)$ correspondente ao ruído do

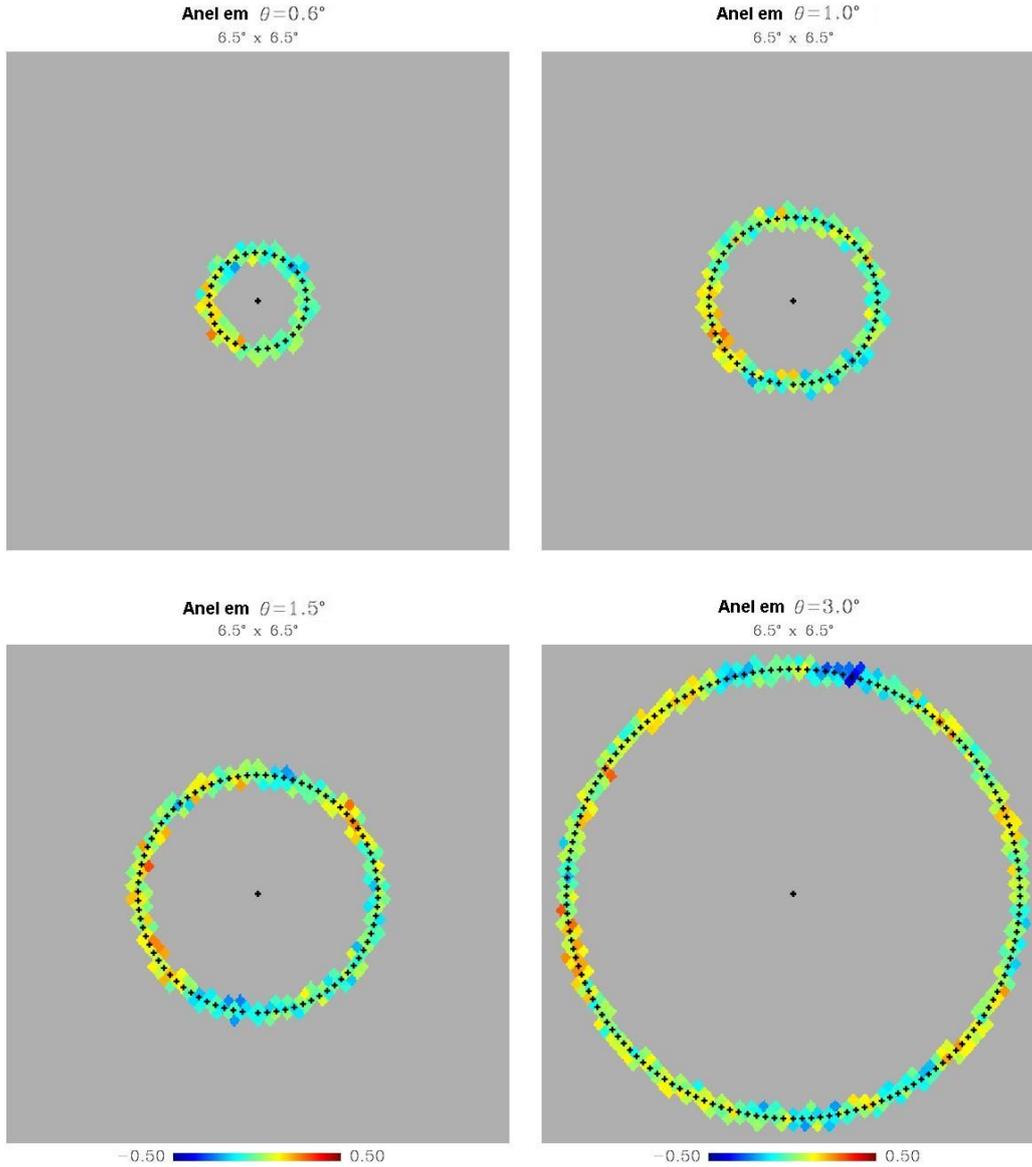


Figura 4.3 - Anéis considerados na obtenção do perfil SZ. A variação de temperatura a uma dada distância θ ao centro do aglomerado é considerada como sendo a média dos pontos (marcados com símbolos “+” na Figura) presentes no anel de raio θ .

instrumento, $\sigma_{WMAP}(\theta)$, consiste no erro associado à média dos pixels, dados os valores de σ_p individuais.

Devido ao tamanho do feixe do WMAP, as flutuações da RCF são uma grande fonte de incerteza e por isso foram também levadas em consideração. A incerteza no valor de $\Delta T^*(\theta)$ associada à RCF foi estimada a partir da técnica Monte Carlo. A partir de um mapa sintético contendo apenas as flutuações primárias da RCF, foram obtidos 1000 perfis considerando um conjunto de coordenadas aleatórias. Dessa forma, para cada valor de θ há 1000 pontos, cada um correspondendo a um perfil individual. O valor da incerteza

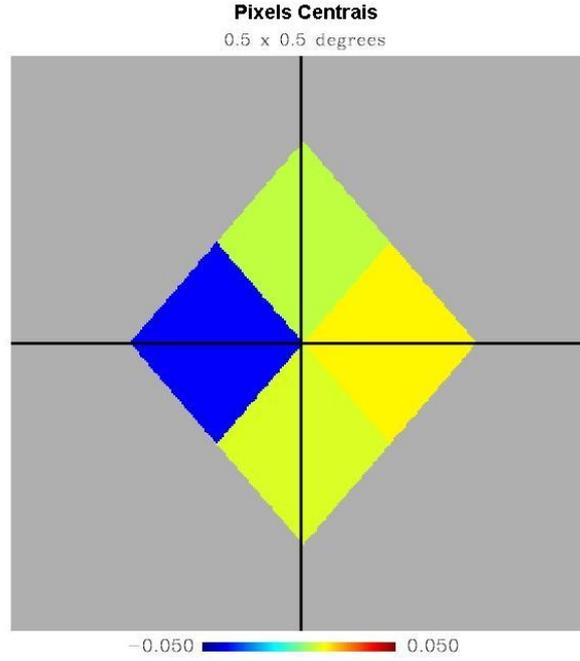


Figura 4.4 - Projeção gnomônica do centro do aglomerado Abell 2256. A coordenada deste corresponde aproximadamente ao vértice dos pixels mostrados na Figura. Para evitar inexatidão devido a este tipo de situação, o valor da variação de temperatura associado à coordenada é considerado como sendo a média dos quatro pixels, ponderada pela distância ao centro de cada pixel.

devida à RCF em cada θ , $\sigma_{RCF}(\theta)$, foi então considerado como sendo o valor *rms*¹ dos 1000 pontos associados à θ .

A incerteza total associada a cada ponto é portanto dada por

$$\sigma(\theta) = \sqrt{\sigma_{WMAP}^2(\theta) + \sigma_{RCF}^2(\theta)}. \quad (4.5)$$

Cada perfil foi ajustado ao seu nível zero, ou seja, a partir de uma dada distância angular θ_0 considera-se que o efeito já não é significativo, e a média da região entre θ_0 e $\theta_0 + 1^\circ$ deve ser zero. A distância θ_0 foi considerada como sendo a distância angular correspondente a dois raios de Abell ($\approx 4 \text{ Mpc}$, considerando $H_0 \approx 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Desta forma, o perfil foi deslocado verticalmente de forma a obter

$$\frac{1}{N} \sum_{i=0}^N \Delta T^*(\theta_i) \equiv 0, \quad \theta_0 < \theta_i < \theta_0 + 1^\circ \quad (4.6)$$

¹Do termo em inglês *Root Mean Square*. O valor *rms* corresponde ao desvio médio quadrático, ou seja, $\sigma^2 = (x - \bar{x})^2$.

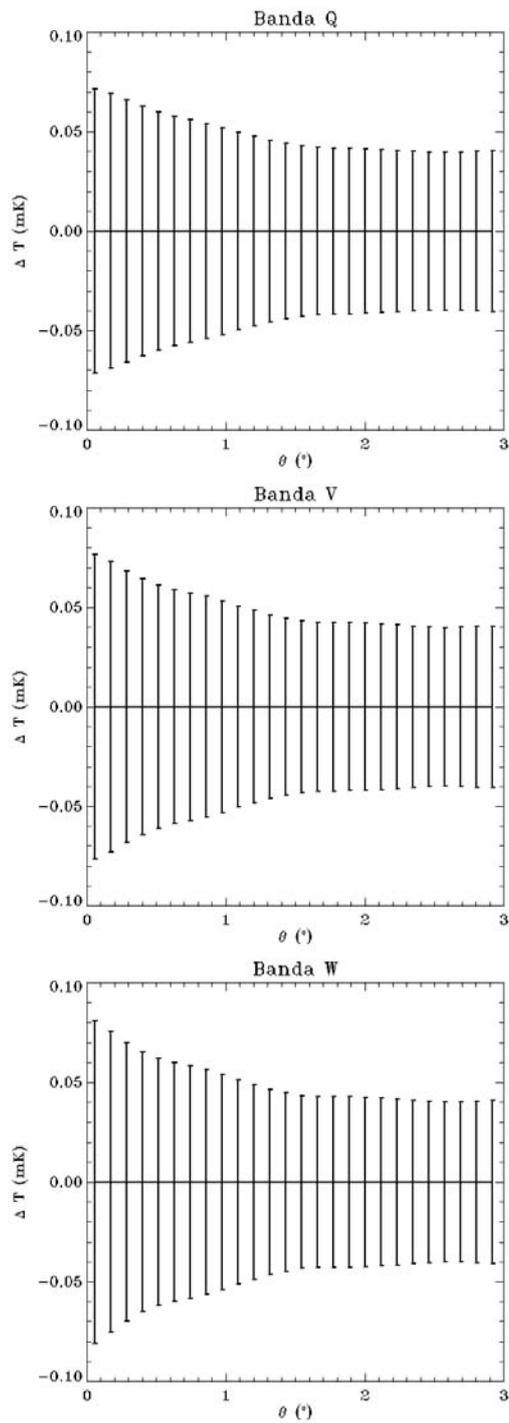


Figura 4.5 - Flutuações da Radiação Cósmica de Fundo. A partir de um mapa da RCF sintético foram obtidos 1000 perfis e o valor *rms* dos 1000 pontos associados a um dado θ está ilustrado acima. O mapa sintético foi convoluído com feixes de FWHM 29, 4', 19, 8' e 12, 6', correspondendo as bandas Q, V e W, respectivamente.

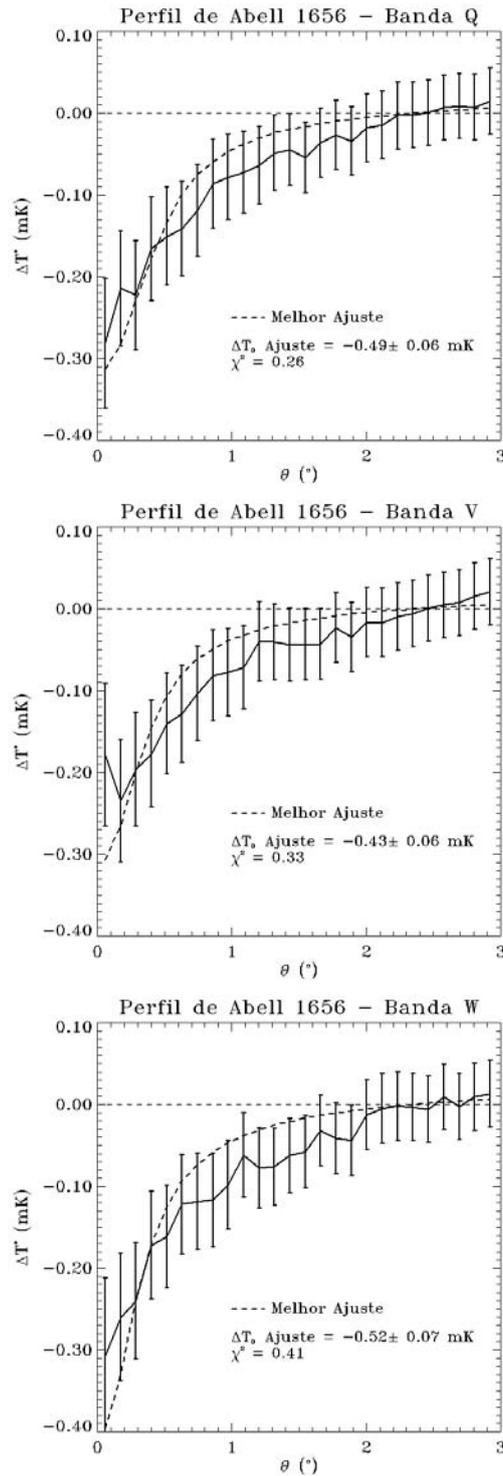


Figura 4.6 - Perfil do Aglomerado Coma (Abell 1656) obtido com o método descrito na Seção 4.2, para as bandas Q, V e W do WMAP. As barras de erro representam o ruído da antena do instrumento e as incertezas devido às próprias flutuações da RCF. O modelo beta (Equação 2.9) foi ajustado aos dados, fixando os valores $\beta = 0,67$ e $\theta_c = 9,32'$ obtidos de Mason e Myers (2000). O valor do melhor ajuste para ΔT_0 está de acordo com Hinshaw et al. (2006), que obteve $-0,31 \pm 0,16$ mK e $-0,46 \pm 0,16$ mK para as bandas V e W, respectivamente.

A conversão do raio de Abell, dado em Mpc , para escala angular foi realizada considerando o *redshift* dos aglomerados e o modelo ΛCDM , com $\Omega_M = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$ e $h = 0,67$.

Para verificar a exatidão do método, este foi utilizado para determinar o perfil do aglomerado Abell 1656 (Figura 4.6), observado nos dados do WMAP por [Hinshaw et al. \(2006\)](#) e [Bennett et al. \(2003b\)](#). O modelo beta foi ajustado ao perfil de Abell 1656, fixando os valores $\theta_c = 9,32'$ e $\beta = 0,67$. Foram obtidos os seguintes valores para o decremento central: $\Delta T_0 = -0,49 \pm 0,06 mK$, $-0,43 \pm 0,06 mK$ e $-0,52 \pm 0,07 mK$ para as bandas Q, V e W, respectivamente. Estes resultados são consistentes com os decrementos estimados por [Hinshaw et al. \(2006\)](#), $-0,31 \pm 0,16 mK$ e $-0,46 \pm 0,16 mK$ para as bandas V e W, respectivamente. Os resultados também estão em concordância com [Herbig et al. \(1995\)](#), cujas medidas do decremento SZ em $32 GHz$ predizem $-0,47 \pm 0,08 mK$ para a banda V e $-0,42 \pm 0,07 mK$ para a banda W.

O método de obtenção dos perfis também foi comparado ao método utilizado por [Lieu et al. \(2006\)](#). A diferença entre os perfis obtidos utilizando o método descrito acima e os obtidos por [Lieu et al. \(2006\)](#) foi calculada para cada distância angular θ dos perfis. Os resultados são mostrados na Figura 4.7. Para esta comparação entre os perfis de [Lieu et al. \(2006\)](#) e os apresentados neste trabalho foram consideradas as mesmas coordenadas ópticas utilizadas por [Lieu et al. \(2006\)](#). Este procedimento foi realizado somente para os perfis da banda W.

Os perfis obtidos para a amostra de aglomerados de Abell usando os dados de três anos do WMAP nas bandas Q, V e W são mostrados na Figura 4.8. Os perfis foram obtidos a partir de coordenadas em raios-X, que espera-se coincidir com as coordenadas do efeito SZ.

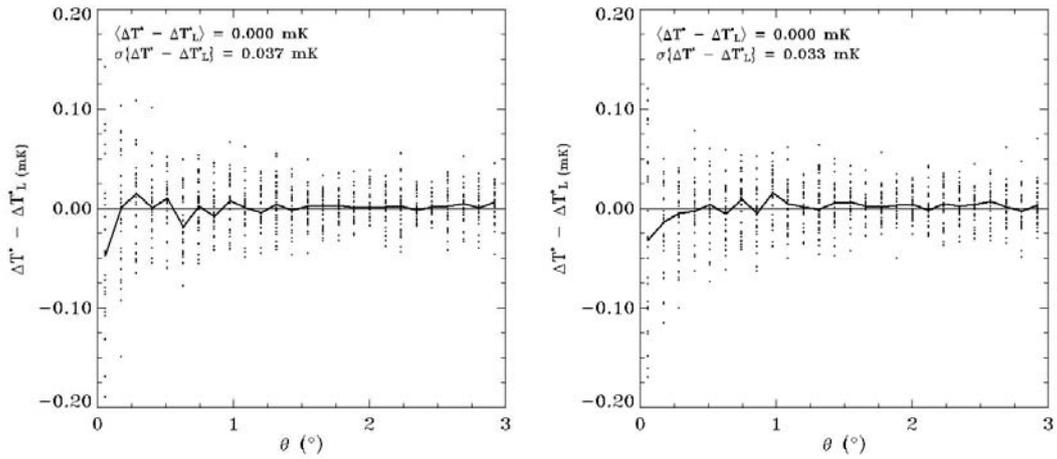


Figura 4.7 - Diferença entre os perfis obtidos neste trabalho e os apresentados por [Lieu et al. \(2006\)](#). A comparação com os perfis de [Lieu et al. \(2006\)](#) foram feitas com os dados de um ano (à esquerda) e de três anos (à direita) do WMAP. Para cada aglomerado da amostra de [Lieu et al. \(2006\)](#), a diferença entre os perfis é obtida para cada distância angular θ , e são ilustradas por pontos na Figura. A linha sólida, em cada gráfico, representa a mediana da diferença entre os perfis em função da distância angular θ .

4.3 Perfis Previstos *versus* Observados

Embora alguns aglomerados claramente apresentem o efeito SZ, como Abell 133, 1656, 1795, 2142 e 3266 com sinais $> 2\sigma$, a maioria dos aglomerados apresenta sinais $1 - 2\sigma$ ou menos. Este resultado já era esperado, dada a diluição do efeito devido ao feixe do instrumento ([REPHAELI, 1987](#)) e pelo nível de incerteza associado às próprias flutuações da RCF, como mostrado na Seção 2.2.5. De fato, a expectativa é observar uma razão sinal-ruído significativa somente em aglomerado com características específicas, como grande tamanho angular e alto fluxo em raio-X.

O decremento central médio $\overline{\Delta T_0^*}$ observado considerando os 42 aglomerados é $-0,07 \pm 0,02 \text{ mK}$ ($3,5 \sigma$) para a banda W. Este resultado é marginalmente consistente com correlações previamente realizadas entre amostras em raio-X e dados do WMAP. [Hernández-Monteagudo e Rubino-Martín \(2004\)](#) encontraram $-0,028 \pm 0,011 \text{ mK}$ correlacionando os dados do WMAP com o catálogo NORAS (Northern ROSAT All Sky Galaxy Cluster Survey ([BÖHRINGER et al., 2000](#))) e [Hernández-Monteagudo et al. \(2004\)](#) observaram $-0,035 \pm 0,007 \text{ mK}$ utilizando o catálogo 2MASS. [Fosalba e Gaztanaga \(2004\)](#) estimaram um decremento SZ de $-0,041 \pm 0,016 \text{ mK}$ para aglomerados do SDSS.

Apesar do efeito SZ ter sido detectado, este não é consistente com os dados de raios-X. O valor da média $\overline{\Delta T_0^*}$ esperado na banda W é $-0,17 \pm 0,02 \text{ mK}$, muito maior do que se observa. Este resultado está de acordo com os obtidos por [Lieu et al. \(2006\)](#), que também

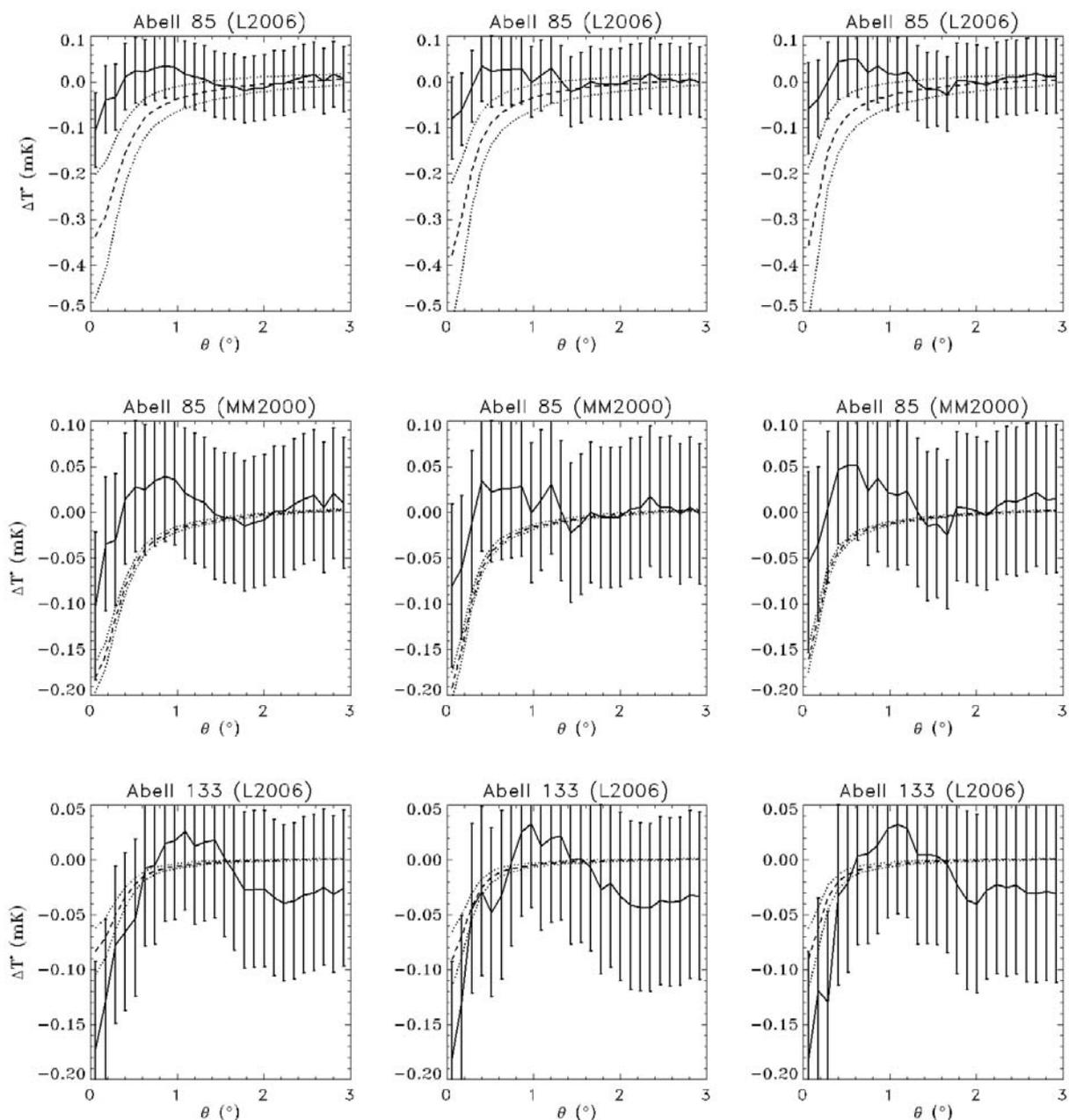


Figura 4.8 - Perfis previstos e observados a partir dos dados de três anos do WMAP. Os perfis previstos (linhas tracejadas) foram obtidos usando β , θ_c e τ_0 e T_e (os dois últimos foram usados para obter ΔT_0) apresentados por [Mason e Myers \(2000\)](#) quando MM2000 é indicado, e utilizando β , θ_c e ΔT_0 apresentados por [Lieu et al. \(2006\)](#) quando L2006 é indicado. As margens de erro são representadas pela linhas pontilhadas, e foram obtidas considerando perfis com $\Delta T'_0 = \Delta T_0 \pm 0,9 \sigma_{\Delta T_0}$, $\beta' = \beta$ e $\theta'_c = \theta_c$. As barras de erro representam o ruído do instrumento e as incertezas devido às flutuações da RCF.

(Continua)

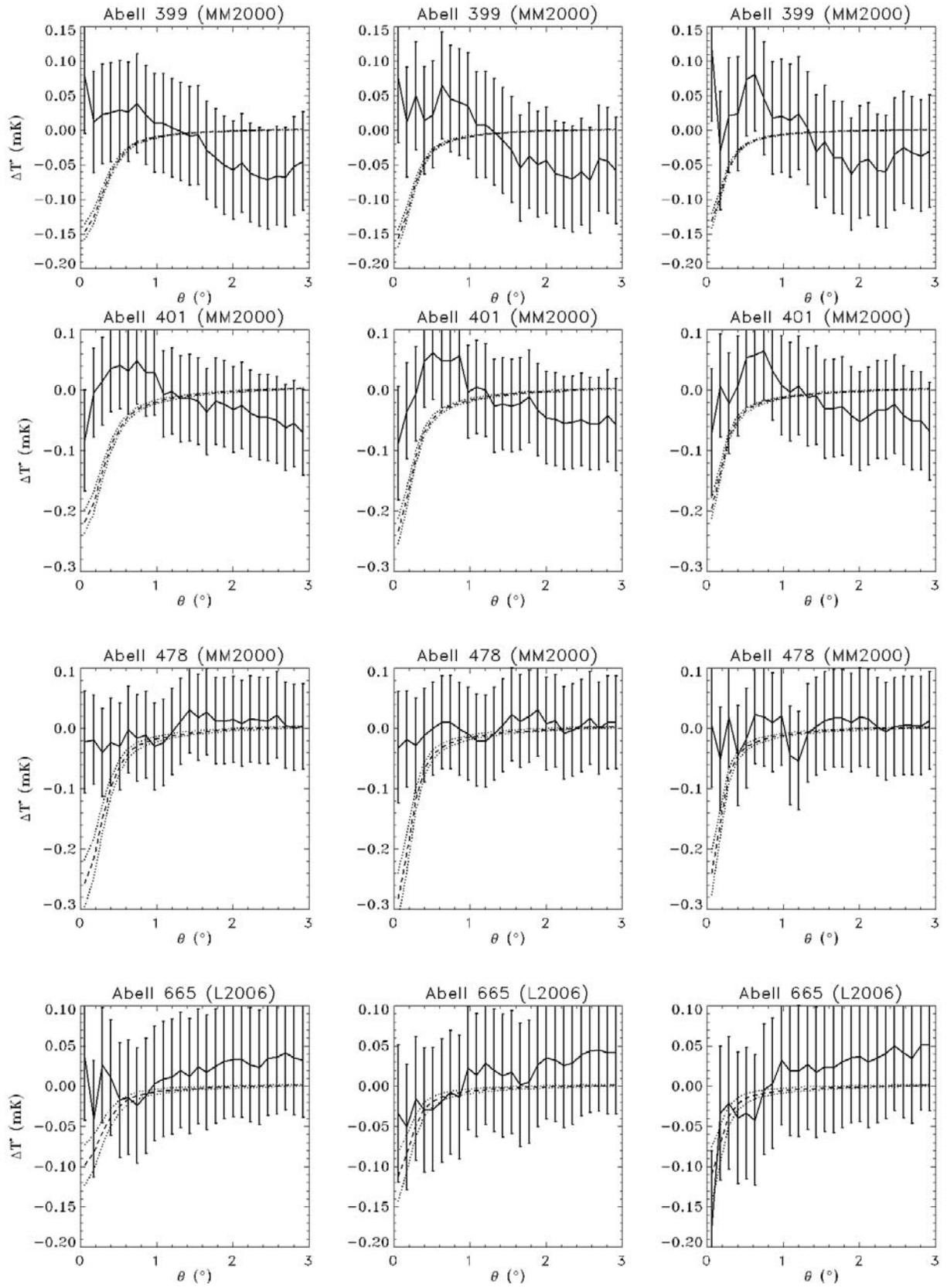


Figura 4.8 - Continuação

(Continua)

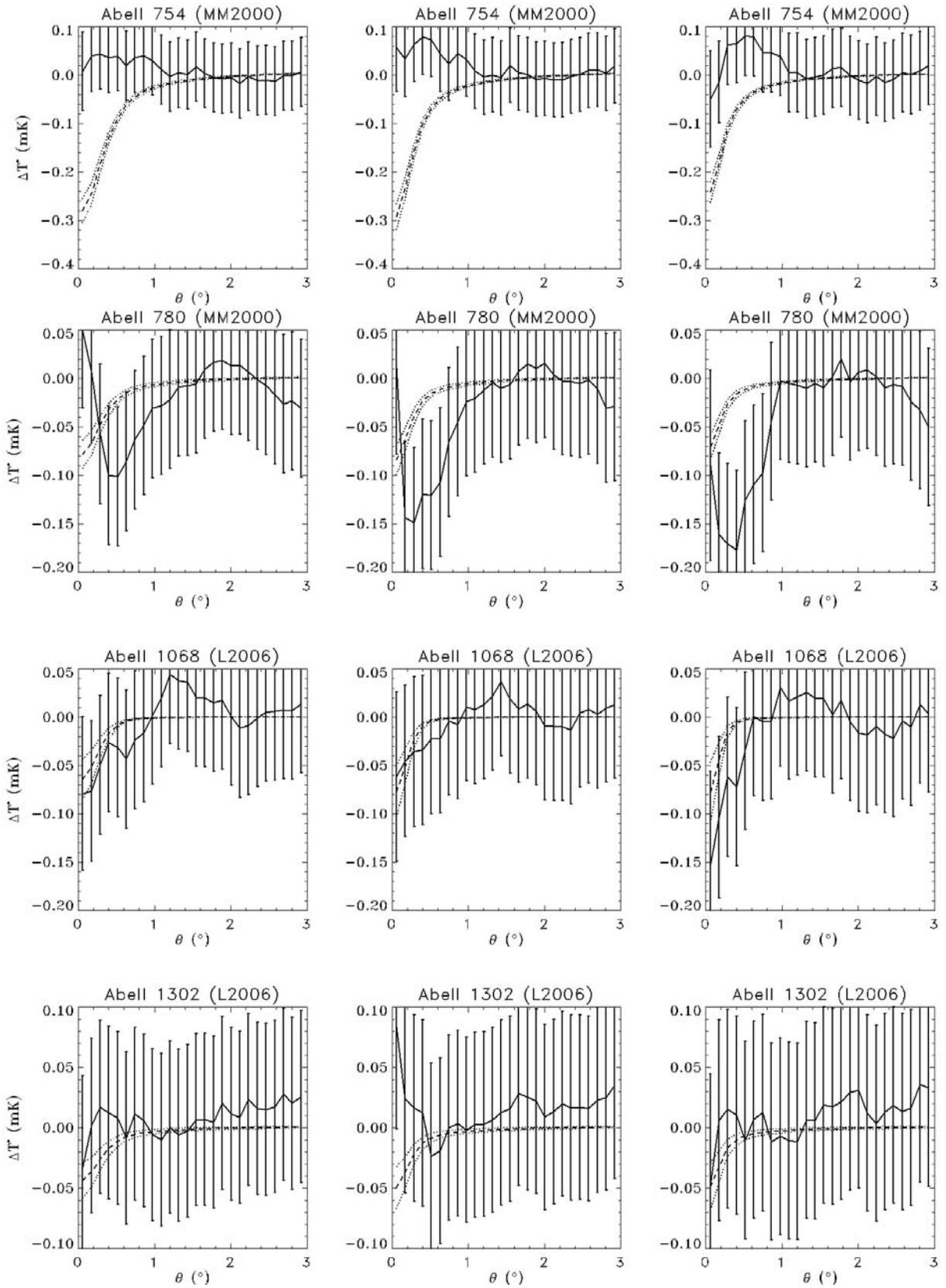


Figura 4.8 - Continuação

(Continua)

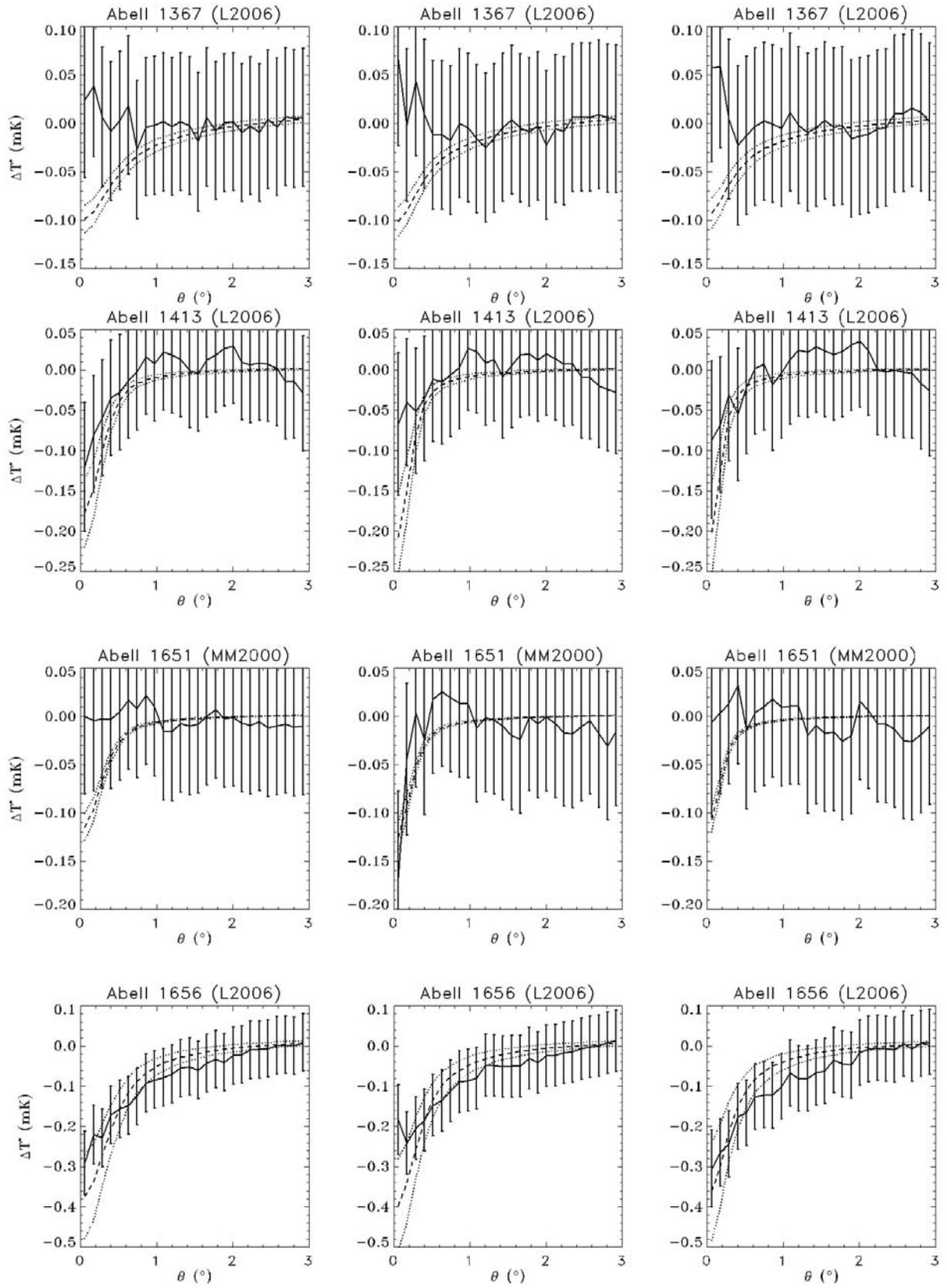


Figura 4.8 - Continuação

(Continua)

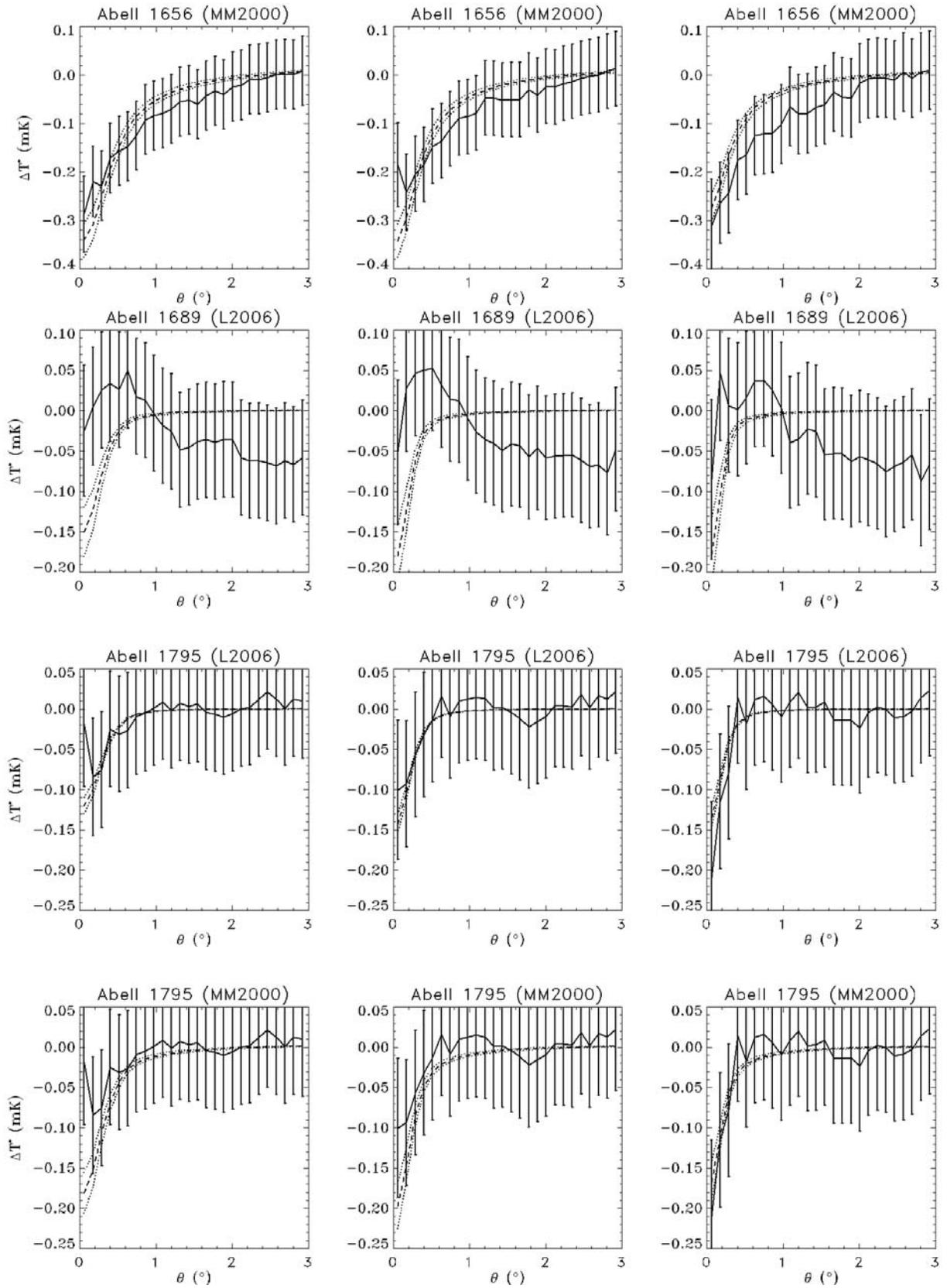


Figura 4.8 - Continuação

(Continua)

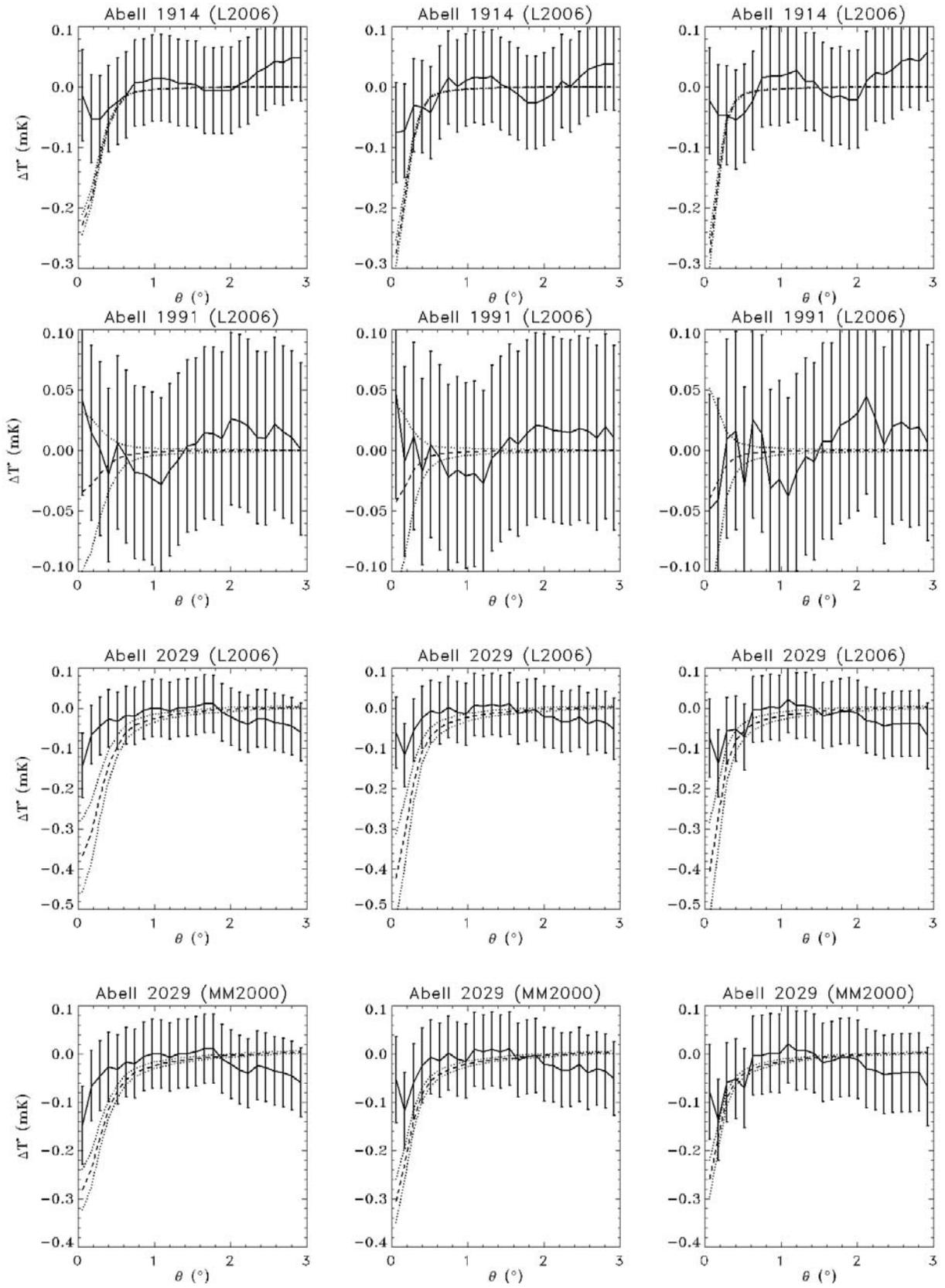


Figura 4.8 - Continuação

(Continua)

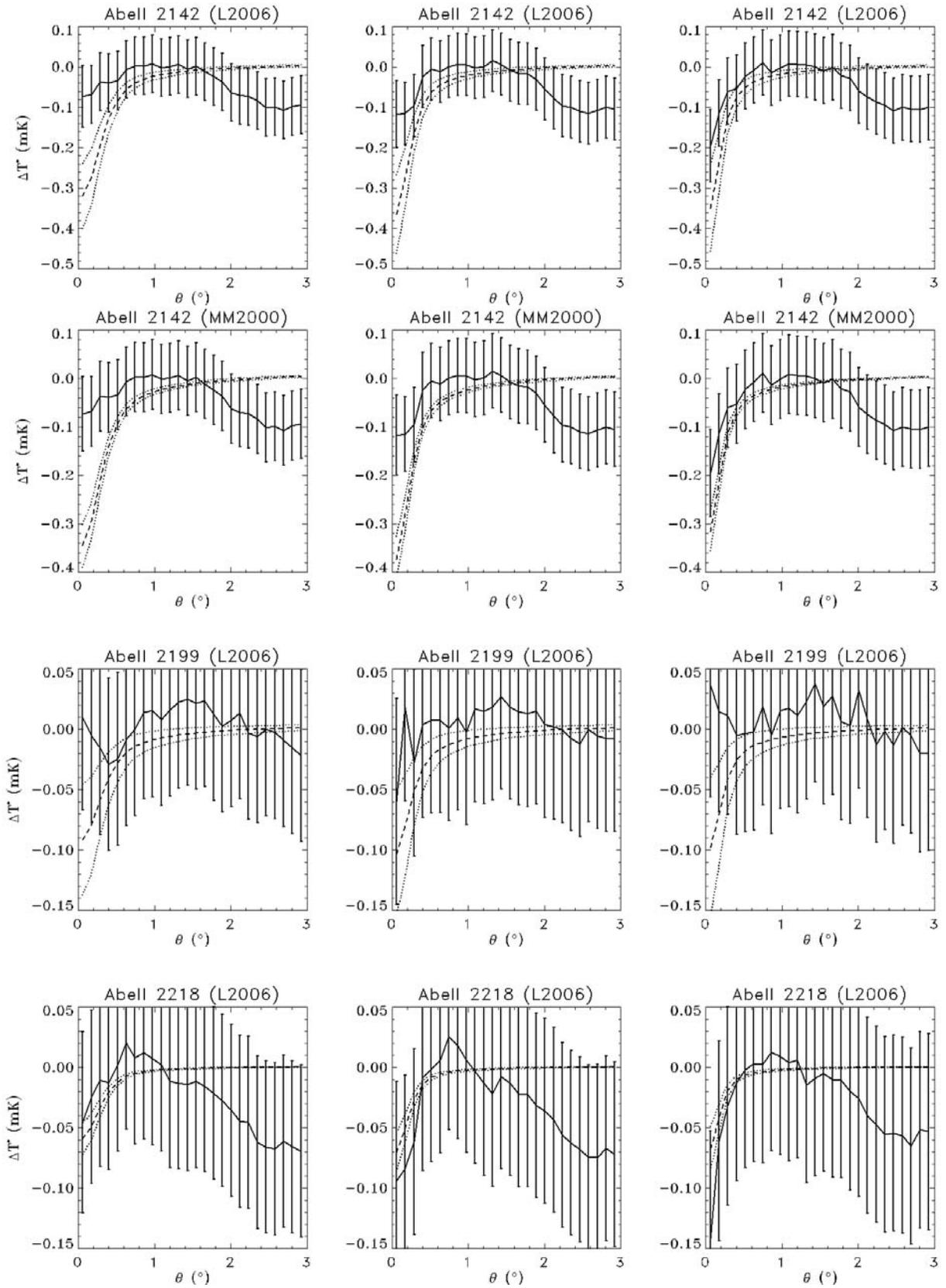


Figura 4.8 - Continuação

(Continua)

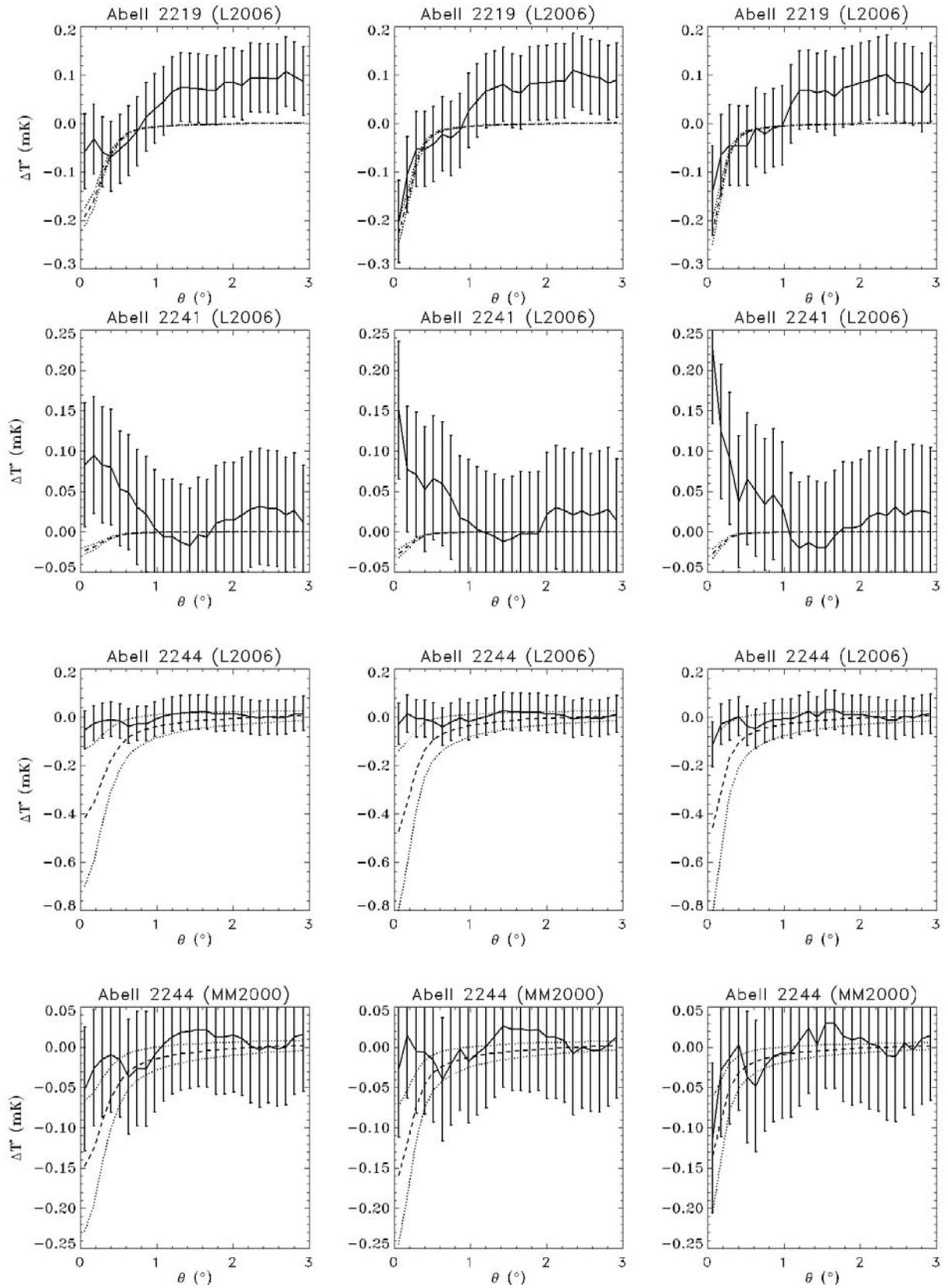


Figura 4.8 - Continuação

(Continua)

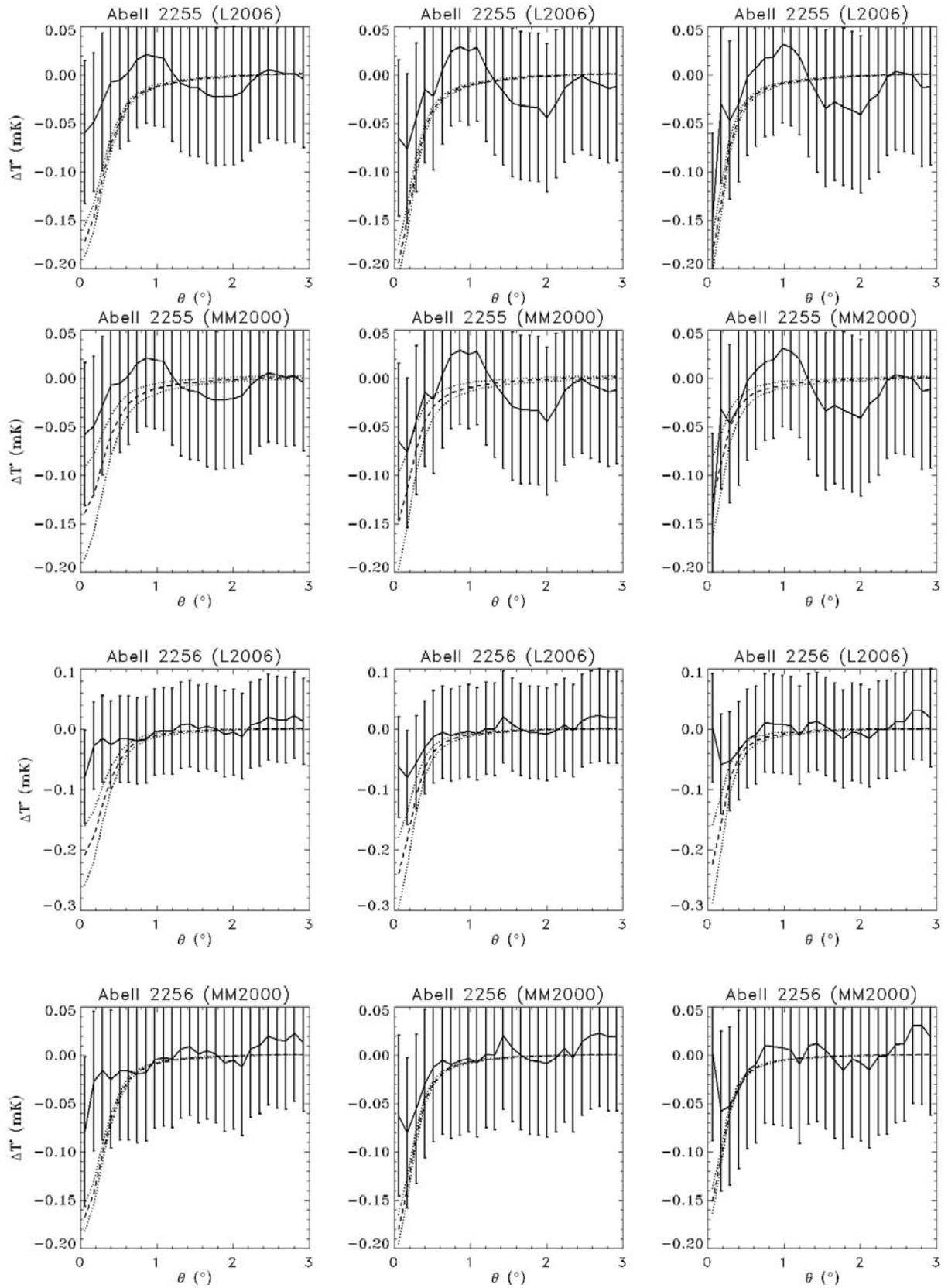


Figura 4.8 - Continuação

(Continua)

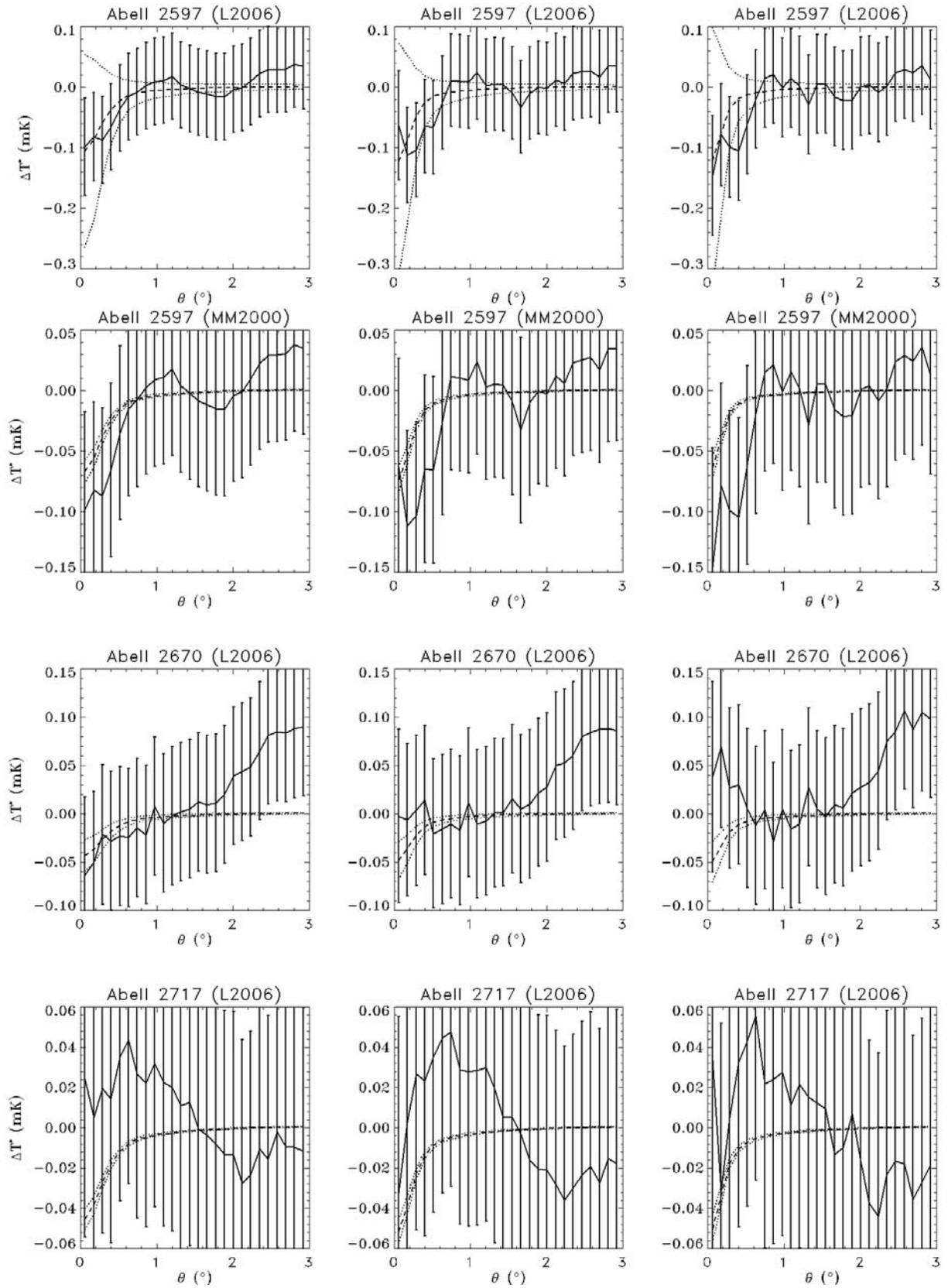


Figura 4.8 - Continuação

(Continua)

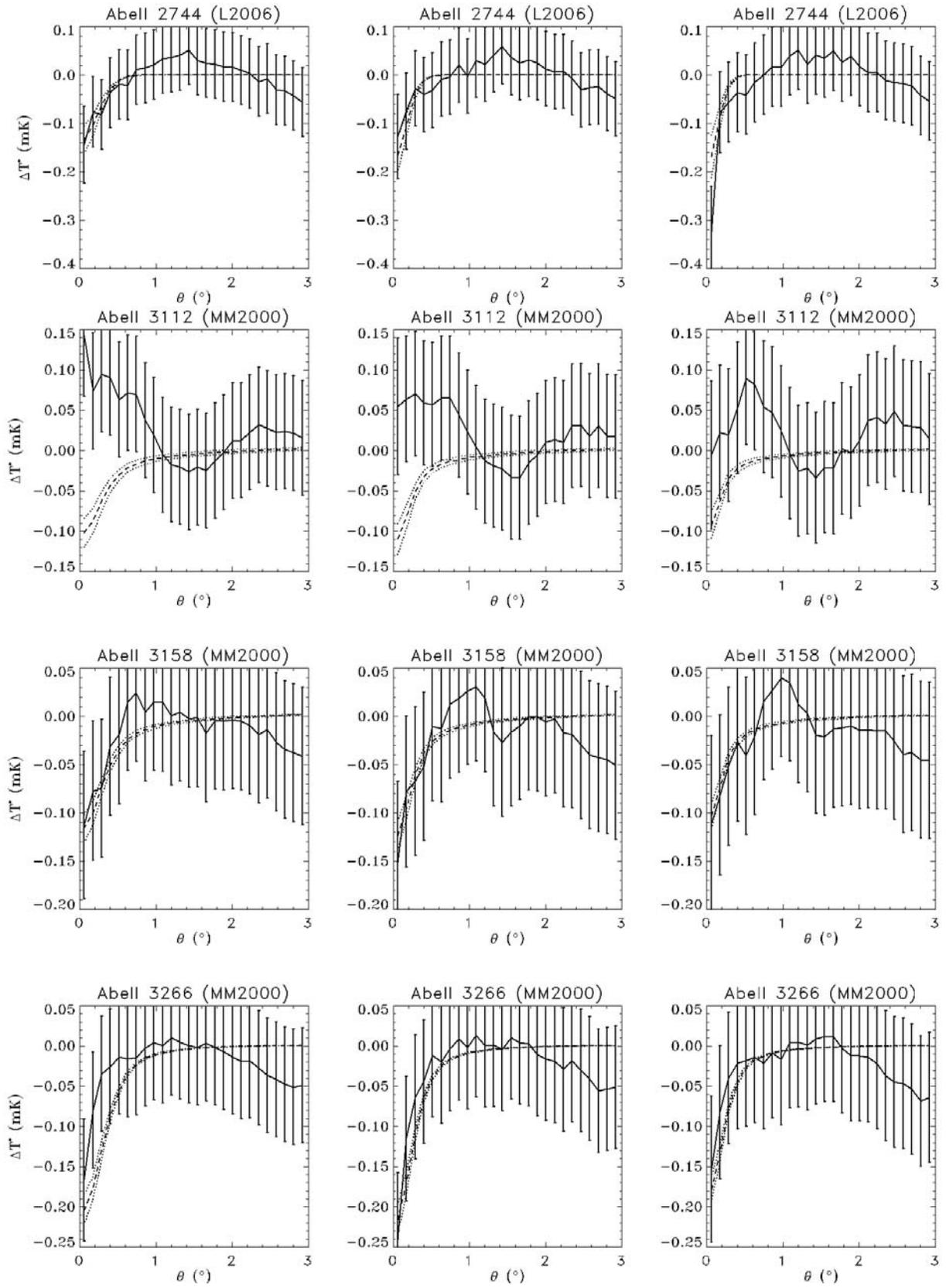


Figura 4.8 - Continuação

(Continua)

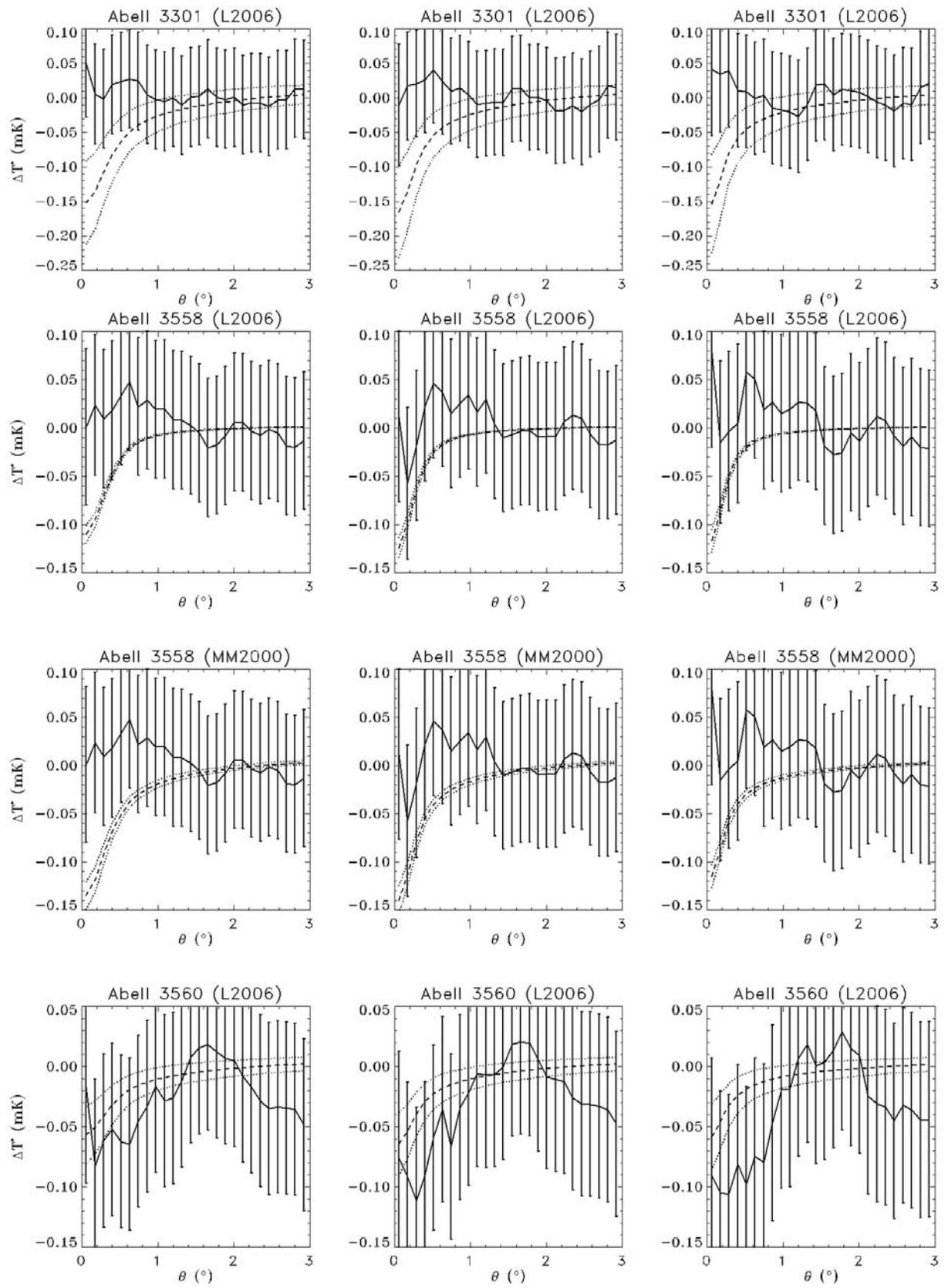


Figura 4.8 - Continuação

(Continua)

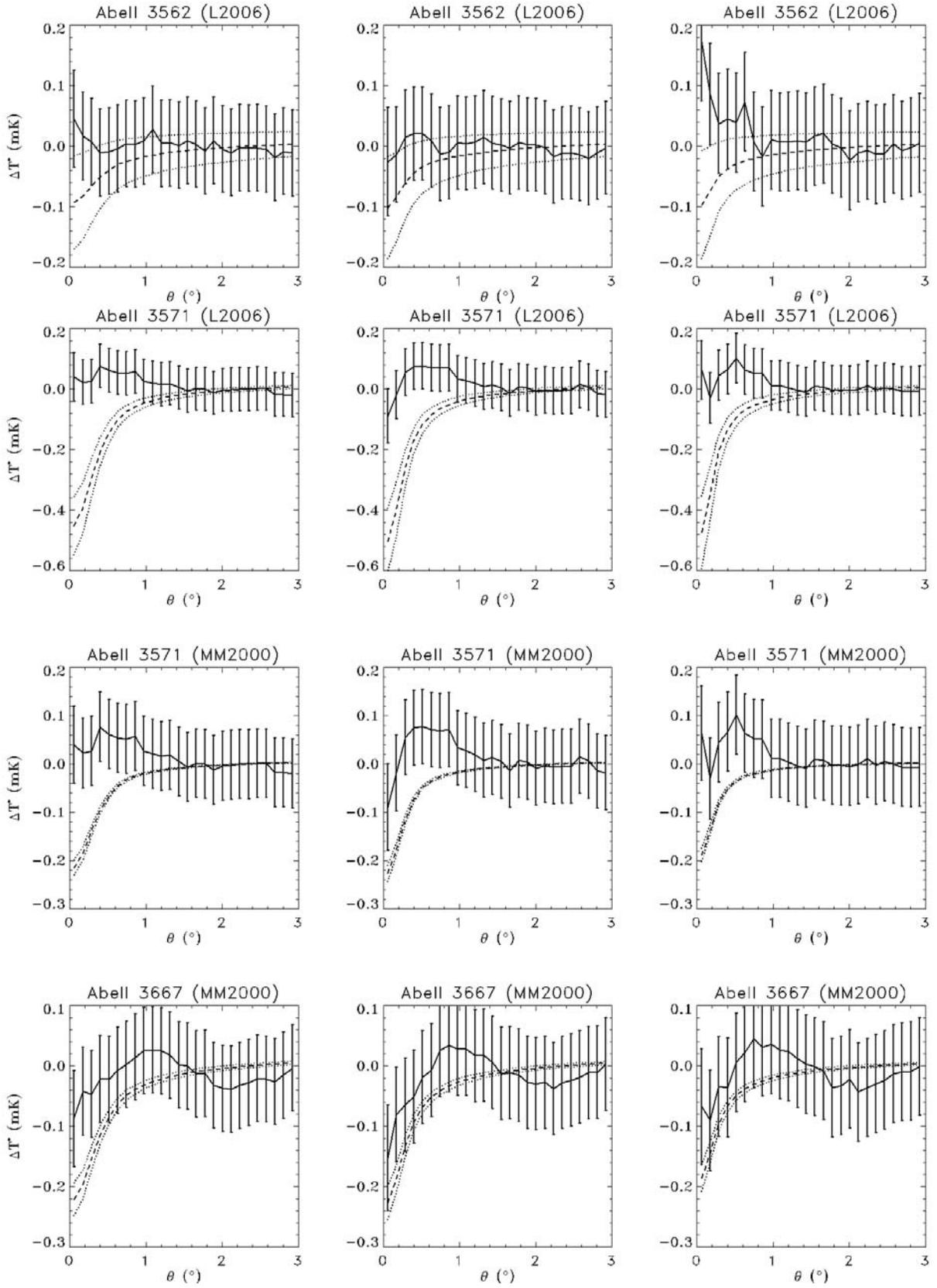


Figura 4.8 - Continuação

(Continua)

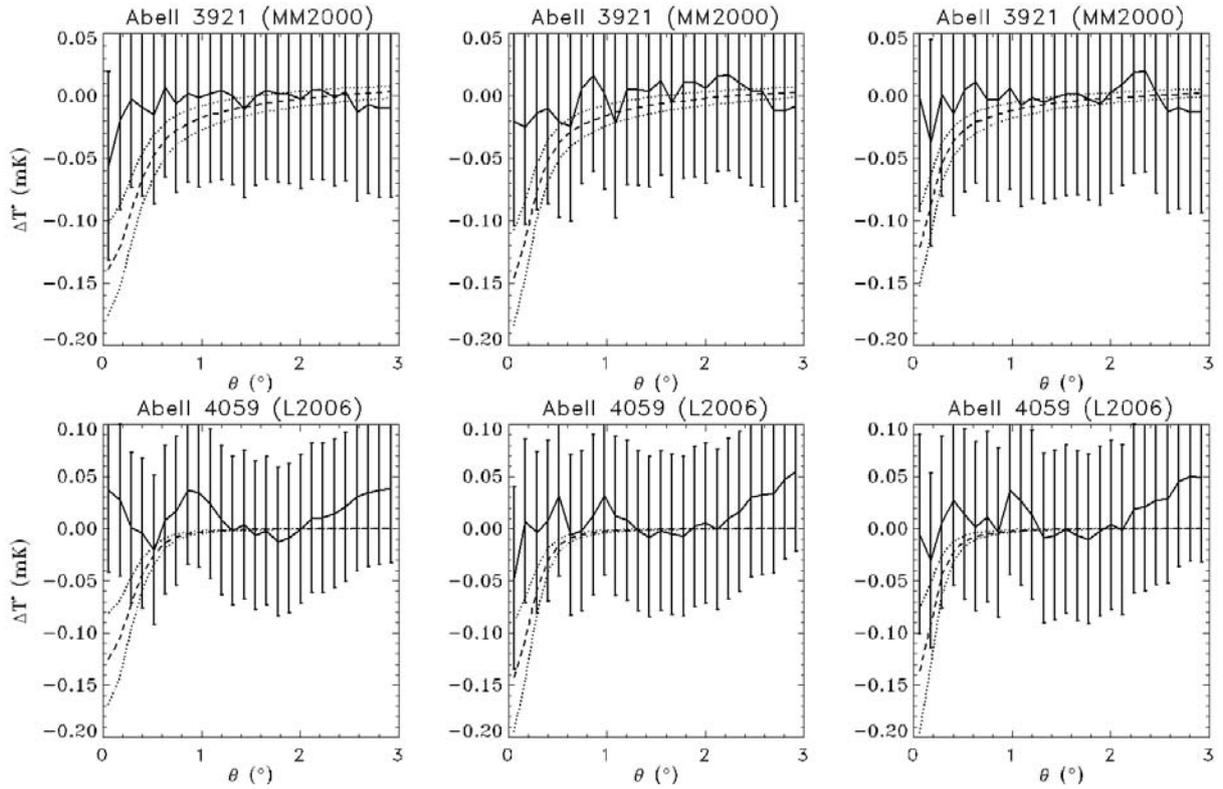


Figura 4.8 - Conclusão

mostrou a inconsistência entre dados de raios-X e dados do WMAP. A análise realizada por Lieu *et al.* (2006) não foi bem sucedida em justificar a discrepância entre estes dois conjuntos de dados.

Os valores ΔT_0^* previstos e observados para as amostras L2006 e MM2000, nas bandas Q, V e W, são apresentados nas Tabelas 4.1 e 4.2. As incertezas inerentes ao valor da média $\overline{\Delta T_0^*}$ foram determinadas considerando os erros individuais de cada ΔT_0^* , e não o valor *rms*.

Tabela 4.1 - Tabela com Valores de ΔT_0^* para a Amostra L2006

Aglom.	ΔT_0^* nas Bandas (mK)					
	Q		V		W	
	Previsto	Observado	Previsto	Observado	Previsto	Observado
Abell 85	$-0,337^{+0,096}_{-0,175}$	$-0,106 \pm 0,081$	$-0,377^{+0,119}_{-0,194}$	$-0,079 \pm 0,089$	$-0,356^{+0,138}_{-0,203}$	$-0,057 \pm 0,099$
Abell 133	$-0,083^{+0,018}_{-0,024}$	$-0,172 \pm 0,080$	$-0,090^{+0,022}_{-0,028}$	$-0,181 \pm 0,088$	$-0,090^{+0,025}_{-0,030}$	$-0,180 \pm 0,097$
Abell 665	$-0,098^{+0,020}_{-0,031}$	$0,036 \pm 0,079$	$-0,113^{+0,026}_{-0,036}$	$-0,034 \pm 0,085$	$-0,109^{+0,030}_{-0,039}$	$-0,174 \pm 0,093$
Abell 1068	$-0,064^{+0,021}_{-0,021}$	$-0,079 \pm 0,080$	$-0,077^{+0,027}_{-0,027}$	$-0,061 \pm 0,088$	$-0,078^{+0,031}_{-0,031}$	$-0,152 \pm 0,096$
Abell 1302	$-0,044^{+0,012}_{-0,017}$	$-0,034 \pm 0,077$	$-0,050^{+0,015}_{-0,020}$	$0,084 \pm 0,084$	$-0,048^{+0,017}_{-0,022}$	$-0,047 \pm 0,092$
Abell 1367	$-0,099^{+0,021}_{-0,050}$	$0,024 \pm 0,080$	$-0,101^{+0,018}_{-0,049}$	$0,066 \pm 0,089$	$-0,093^{+0,014}_{-0,045}$	$0,058 \pm 0,098$
Abell 1413	$-0,178^{+0,037}_{-0,049}$	$-0,120 \pm 0,081$	$-0,207^{+0,047}_{-0,058}$	$-0,067 \pm 0,089$	$-0,201^{+0,054}_{-0,064}$	$-0,086 \pm 0,098$
Abell 1656	$-0,374^{+0,075}_{-0,134}$	$-0,291 \pm 0,079$	$-0,398^{+0,089}_{-0,144}$	$-0,184 \pm 0,087$	$-0,361^{+0,099}_{-0,146}$	$-0,305 \pm 0,096$
Abell 1689	$-0,150^{+0,028}_{-0,033}$	$-0,025 \pm 0,081$	$-0,180^{+0,036}_{-0,040}$	$-0,051 \pm 0,089$	$-0,179^{+0,042}_{-0,046}$	$-0,085 \pm 0,099$
Abell 1795	$-0,120^{+0,009}_{-0,010}$	$-0,018 \pm 0,079$	$-0,143^{+0,012}_{-0,013}$	$-0,101 \pm 0,087$	$-0,135^{+0,013}_{-0,014}$	$-0,210 \pm 0,095$
Abell 1914	$-0,228^{+0,016}_{-0,018}$	$-0,014 \pm 0,076$	$-0,275^{+0,020}_{-0,023}$	$-0,075 \pm 0,083$	$-0,274^{+0,024}_{-0,026}$	$-0,023 \pm 0,088$
Abell 1991	$-0,034^{+0,066}_{-0,066}$	$0,042 \pm 0,079$	$-0,042^{+0,081}_{-0,082}$	$0,047 \pm 0,087$	$-0,040^{+0,091}_{-0,092}$	$-0,048 \pm 0,095$
Abell 2029	$-0,366^{+0,074}_{-0,108}$	$-0,143 \pm 0,081$	$-0,422^{+0,093}_{-0,125}$	$-0,061 \pm 0,089$	$-0,405^{+0,108}_{-0,135}$	$-0,074 \pm 0,098$
Abell 2142	$-0,320^{+0,067}_{-0,096}$	$-0,073 \pm 0,077$	$-0,365^{+0,084}_{-0,111}$	$-0,117 \pm 0,083$	$-0,349^{+0,096}_{-0,119}$	$-0,196 \pm 0,090$
Abell 2199	$-0,092^{+0,040}_{-0,052}$	$0,010 \pm 0,077$	$-0,103^{+0,048}_{-0,060}$	$-0,060 \pm 0,085$	$-0,098^{+0,054}_{-0,064}$	$0,037 \pm 0,092$
Abell 2218	$-0,059^{+0,012}_{-0,015}$	$-0,046 \pm 0,075$	$-0,070^{+0,015}_{-0,018}$	$-0,094 \pm 0,083$	$-0,067^{+0,017}_{-0,019}$	$-0,142 \pm 0,089$
Abell 2219	$-0,193^{+0,016}_{-0,022}$	$-0,058 \pm 0,077$	$-0,227^{+0,021}_{-0,026}$	$-0,202 \pm 0,085$	$-0,224^{+0,025}_{-0,029}$	$-0,138 \pm 0,093$
Abell 2241	$-0,023^{+0,004}_{-0,005}$	$0,083 \pm 0,077$	$-0,027^{+0,005}_{-0,006}$	$0,151 \pm 0,085$	$-0,026^{+0,006}_{-0,006}$	$0,226 \pm 0,092$
Abell 2244	$-0,416^{+0,245}_{-0,321}$	$-0,052 \pm 0,077$	$-0,473^{+0,298}_{-0,371}$	$-0,027 \pm 0,085$	$-0,455^{+0,338}_{-0,401}$	$-0,113 \pm 0,093$
Abell 2255	$-0,172^{+0,011}_{-0,021}$	$-0,059 \pm 0,074$	$-0,194^{+0,014}_{-0,024}$	$-0,065 \pm 0,081$	$-0,185^{+0,017}_{-0,025}$	$-0,147 \pm 0,087$
Abell 2256	$-0,208^{+0,046}_{-0,053}$	$-0,079 \pm 0,077$	$-0,239^{+0,056}_{-0,062}$	$-0,062 \pm 0,084$	$-0,223^{+0,063}_{-0,068}$	$0,002 \pm 0,090$
Abell 2597	$-0,105^{+0,156}_{-0,162}$	$-0,098 \pm 0,081$	$-0,122^{+0,192}_{-0,198}$	$-0,063 \pm 0,090$	$-0,121^{+0,217}_{-0,223}$	$-0,146 \pm 0,099$
Abell 2670	$-0,043^{+0,014}_{-0,019}$	$-0,064 \pm 0,081$	$-0,048^{+0,017}_{-0,022}$	$-0,002 \pm 0,090$	$-0,049^{+0,019}_{-0,024}$	$0,038 \pm 0,099$
Abell 2717	$-0,045^{+0,003}_{-0,008}$	$0,025 \pm 0,079$	$-0,052^{+0,004}_{-0,009}$	$-0,032 \pm 0,087$	$-0,050^{+0,005}_{-0,009}$	$0,034 \pm 0,095$
Abell 2744	$-0,134^{+0,028}_{-0,028}$	$-0,145 \pm 0,080$	$-0,166^{+0,037}_{-0,037}$	$-0,128 \pm 0,087$	$-0,169^{+0,044}_{-0,044}$	$-0,325 \pm 0,096$
Abell 3301	$-0,152^{+0,010}_{-0,111}$	$0,051 \pm 0,079$	$-0,165^{+0,019}_{-0,115}$	$-0,010 \pm 0,089$	$-0,154^{+0,030}_{-0,113}$	$0,041 \pm 0,096$
Abell 3558	$-0,110^{+0,006}_{-0,012}$	$0,001 \pm 0,081$	$-0,124^{+0,008}_{-0,013}$	$0,012 \pm 0,088$	$-0,117^{+0,009}_{-0,014}$	$0,078 \pm 0,098$
Abell 3560	$-0,057^{+0,004}_{-0,044}$	$-0,017 \pm 0,080$	$-0,064^{+0,006}_{-0,046}$	$-0,076 \pm 0,089$	$-0,058^{+0,011}_{-0,045}$	$-0,090 \pm 0,097$
Abell 3562	$-0,093^{+0,039}_{-0,115}$	$0,045 \pm 0,080$	$-0,102^{+0,048}_{-0,121}$	$-0,026 \pm 0,089$	$-0,097^{+0,057}_{-0,122}$	$0,173 \pm 0,098$
Abell 3571	$-0,452^{+0,063}_{-0,128}$	$0,040 \pm 0,080$	$-0,504^{+0,080}_{-0,142}$	$-0,089 \pm 0,089$	$-0,474^{+0,094}_{-0,147}$	$0,064 \pm 0,097$
Abell 4059	$-0,125^{+0,043}_{-0,044}$	$0,037 \pm 0,079$	$-0,142^{+0,053}_{-0,054}$	$-0,047 \pm 0,087$	$-0,136^{+0,059}_{-0,060}$	$-0,006 \pm 0,096$
Média	$-0,160^{+0,007}_{-0,014}$	$-0,042 \pm 0,014$	$-0,182^{+0,010}_{-0,017}$	$-0,053 \pm 0,016$	$-0,175^{+0,013}_{-0,018}$	$-0,064 \pm 0,017$

Nota: Os aglomerados em **destaque** também fazem parte de MM2000

Tabela 4.2 - Tabela com Valores de ΔT_0^* para a Amostra MM2000

Aglom.	ΔT_0^* nas Bandas (mK)					
	Q		V		W	
	Previsto	Observado	Previsto	Observado	Previsto	Observado
Abell 85	$-0,181^{+0,001}_{-0,034}$	$-0,102 \pm 0,081$	$-0,192^{+0,002}_{-0,033}$	$-0,080 \pm 0,089$	$-0,160^{+0,002}_{-0,026}$	$-0,055 \pm 0,099$
Abell 399	$-0,147^{+0,007}_{-0,017}$	$0,079 \pm 0,083$	$-0,156^{+0,008}_{-0,017}$	$0,076 \pm 0,094$	$-0,131^{+0,007}_{-0,014}$	$0,117 \pm 0,105$
Abell 401	$-0,218^{+0,005}_{-0,035}$	$-0,083 \pm 0,084$	$-0,233^{+0,007}_{-0,034}$	$-0,088 \pm 0,094$	$-0,195^{+0,007}_{-0,028}$	$-0,070 \pm 0,105$
Abell 478	$-0,257^{+0,025}_{-0,052}$	$-0,023 \pm 0,084$	$-0,282^{+0,030}_{-0,054}$	$-0,032 \pm 0,092$	$-0,240^{+0,027}_{-0,045}$	$0,005 \pm 0,103$
Abell 754	$-0,280^{+0,011}_{-0,039}$	$0,008 \pm 0,081$	$-0,292^{+0,013}_{-0,039}$	$0,056 \pm 0,090$	$-0,241^{+0,012}_{-0,031}$	$-0,050 \pm 0,099$
Abell 780	$-0,078^{+0,009}_{-0,020}$	$0,050 \pm 0,081$	$-0,084^{+0,011}_{-0,020}$	$0,011 \pm 0,089$	$-0,071^{+0,009}_{-0,016}$	$-0,090 \pm 0,099$
Abell 1651	$-0,115^{+0,011}_{-0,018}$	$0,000 \pm 0,081$	$-0,126^{+0,012}_{-0,019}$	$-0,167 \pm 0,090$	$-0,107^{+0,011}_{-0,016}$	$-0,005 \pm 0,099$
Abell 1656	$-0,341^{+0,000}_{-0,070}$	$-0,287 \pm 0,079$	$-0,342^{+0,003}_{-0,066}$	$-0,186 \pm 0,087$	$-0,275^{+0,004}_{-0,052}$	$-0,311 \pm 0,096$
Abell 1795	$-0,181^{+0,019}_{-0,032}$	$-0,018 \pm 0,079$	$-0,197^{+0,022}_{-0,033}$	$-0,100 \pm 0,087$	$-0,168^{+0,019}_{-0,028}$	$-0,210 \pm 0,095$
Abell 2029	$-0,282^{+0,020}_{-0,065}$	$-0,148 \pm 0,081$	$-0,305^{+0,025}_{-0,065}$	$-0,053 \pm 0,089$	$-0,258^{+0,023}_{-0,053}$	$-0,079 \pm 0,098$
Abell 2142	$-0,346^{+0,023}_{-0,066}$	$-0,073 \pm 0,077$	$-0,374^{+0,028}_{-0,067}$	$-0,117 \pm 0,083$	$-0,316^{+0,025}_{-0,055}$	$-0,195 \pm 0,090$
Abell 2244	$-0,147^{+0,066}_{-0,096}$	$-0,052 \pm 0,077$	$-0,159^{+0,073}_{-0,099}$	$-0,027 \pm 0,085$	$-0,134^{+0,062}_{-0,082}$	$-0,113 \pm 0,093$
Abell 2255	$-0,139^{+0,042}_{-0,053}$	$-0,057 \pm 0,074$	$-0,148^{+0,045}_{-0,055}$	$-0,065 \pm 0,081$	$-0,123^{+0,038}_{-0,045}$	$-0,144 \pm 0,087$
Abell 2256	$-0,168^{+0,012}_{-0,017}$	$-0,079 \pm 0,077$	$-0,180^{+0,013}_{-0,018}$	$-0,062 \pm 0,084$	$-0,151^{+0,011}_{-0,015}$	$0,002 \pm 0,090$
Abell 2597	$-0,067^{+0,006}_{-0,013}$	$-0,098 \pm 0,081$	$-0,074^{+0,008}_{-0,014}$	$-0,063 \pm 0,090$	$-0,063^{+0,007}_{-0,012}$	$-0,146 \pm 0,099$
Abell 3112	$-0,102^{+0,006}_{-0,030}$	$0,144 \pm 0,077$	$-0,110^{+0,008}_{-0,030}$	$0,055 \pm 0,085$	$-0,093^{+0,008}_{-0,024}$	$-0,006 \pm 0,092$
Abell 3158	$-0,116^{+0,007}_{-0,022}$	$-0,113 \pm 0,077$	$-0,124^{+0,008}_{-0,022}$	$-0,151 \pm 0,084$	$-0,103^{+0,008}_{-0,018}$	$-0,112 \pm 0,091$
Abell 3266	$-0,205^{+0,015}_{-0,020}$	$-0,167 \pm 0,076$	$-0,216^{+0,016}_{-0,021}$	$-0,241 \pm 0,084$	$-0,179^{+0,014}_{-0,017}$	$-0,153 \pm 0,091$
Abell 3558	$-0,135^{+0,010}_{-0,039}$	$0,001 \pm 0,081$	$-0,140^{+0,007}_{-0,037}$	$0,012 \pm 0,088$	$-0,115^{+0,004}_{-0,029}$	$0,078 \pm 0,098$
Abell 3571	$-0,214^{+0,003}_{-0,029}$	$0,040 \pm 0,080$	$-0,227^{+0,005}_{-0,028}$	$-0,089 \pm 0,089$	$-0,189^{+0,005}_{-0,023}$	$0,064 \pm 0,097$
Abell 3667	$-0,221^{+0,004}_{-0,058}$	$-0,087 \pm 0,080$	$-0,227^{+0,000}_{-0,055}$	$-0,153 \pm 0,087$	$-0,186^{+0,001}_{-0,043}$	$-0,067 \pm 0,096$
Abell 3921	$-0,139^{+0,013}_{-0,061}$	$-0,056 \pm 0,076$	$-0,146^{+0,017}_{-0,059}$	$-0,021 \pm 0,084$	$-0,121^{+0,015}_{-0,048}$	$-0,002 \pm 0,091$
Média	$-0,185^{+0,001}_{-0,026}$	$-0,051 \pm 0,017$	$-0,197^{+0,002}_{-0,027}$	$-0,068 \pm 0,019$	$-0,164^{+0,004}_{-0,022}$	$-0,070 \pm 0,020$

Nota: Os aglomerados em **destaque** também fazem parte de L2006

5 EFEITOS SISTEMÁTICOS

Como discutido na Seção 4.3, os perfis SZ obtidos utilizando os dados do WMAP não são consistentes com os dados de raios-X. Este Capítulo apresenta uma análise dos efeitos sistemáticos presentes nas medidas do efeito SZ com os dados do WMAP. À luz dos fatores que podem interferir nas medidas do efeito SZ, como discutido na Seção 2.2, a inconsistência entre WMAP e raios-X foi analisada, na tentativa de identificar as possíveis causas desta inconsistência. Tendo em vista a quantidade de fontes de incertezas nas medidas do efeito SZ, não seria surpreendente se a ausência do decremento SZ previsto fosse devida a uma combinação destes fatores, cada um dando sua contribuição para a discrepância entre os valores previstos e observados.

Assumindo que os resultados obtidos por Lieu *et al.* (2006) e Mason e Myers (2000) a partir de dados em raios-X estão corretos, a análise dos efeitos sistemáticos foi baseada na diferença entre os perfis previsto e observado, e esta foi correlacionada com os diversos fatores, vários deles já mencionados na Seção 2.2. As quantidades estipuladas para representar o nível de inconsistência entre os dados de raios-X e WMAP foram definidas como

$$\delta_i \equiv \Delta T_{Obs_i}^*(\theta = 0) - \Delta T_{Pred_i}^*(\theta = 0) \quad (5.1)$$

$$(\delta/\sigma)_i \equiv \frac{\Delta T_{Obs_i}^*(\theta = 0) - \Delta T_{Pred_i}^*(\theta = 0)}{\sigma_i(\theta = 0)} \quad (5.2)$$

em que o índice i denota o aglomerado “ i ” da amostra. A primeira, δ_i , consiste na diferença entre os decrementos centrais previstos ($\Delta T_{Pred_i}^*(\theta = 0)$) e observados ($\Delta T_{Obs_i}^*(\theta = 0)$). $(\delta/\sigma)_i$ corresponde a esta mesma diferença, porém normalizada pelo erro neste ponto, $\sigma_i(\theta = 0)$, estimado como mostrado na Seção 4.2. Se somente erros aleatórios estiverem presentes, e se $\sigma(\theta = 0)$ estiver corretamente estimado, os valores de $(\delta/\sigma)_i$ deveriam seguir uma distribuição Gaussiana com média zero e com variância ~ 1 .

Os valores médios das quantidades definidas acima, $\overline{\delta}_i$ e $\overline{(\delta/\sigma)}_i$, considerando as duas amostras, MM2000 e L2006, foram também utilizados. O valor $\overline{\delta}_i$ correspondente às amostras MM2000 e L2006, para as bandas Q, V e W, estão listados na Tabela 5.3. As incertezas estimadas correspondem ao valor *rms* da distribuição destes parâmetros.

Se somente a RCF e o ruído do instrumento estivessem presentes, o valor de $\overline{\delta}_i$ deveria ser ~ 0 mK. Porém observa-se $\overline{\delta}_i \approx 0,1$ mK, indicando a presença de outros efeitos que

tendem a anular o efeito SZ.

Nas próximas Seções estes parâmetros acima definidos, δ_i , $(\delta/\sigma)_i$ e seus valores médios, foram correlacionados com a intensidade de emissão galáctica (Seção 5.1) e fontes de rádio (Seção 5.2). Será verificado também se há evidências de que o ruído do instrumento esteja interferindo nas observações do efeito SZ (Seção 5.3).

Outra possível fonte de efeitos sistemáticos é a incerteza na determinação do centro do aglomerado. Se o centro obtido a partir de dados em raios-X não coincide com o centro do efeito SZ, isto pode levar a uma estimativa errada de ΔT_0^* (Seção 5.5). Finalmente é verificada também a consistência entre os parâmetros determinados por [Mason e Myers \(2000\)](#) e [Lieu *et al.* \(2006\)](#) (Seção 5.6). Uma vez que ambos os autores obtiveram tais parâmetros utilizando os mesmos dados em raios-X do satélite *ROSAT*, inconsistências entre estes podem indicar que as estimativas não são robustas, mas sim bastante dependente das considerações adotadas na análise dos dados em raios-X. Todas as incertezas apresentadas correspondem ao nível de confiabilidade de 68%.

5.1 Emissão Galáctica

Como discutido na Seção 2.2, dois dos três principais processos de emissão da Galáxia possuem espectro decrescente com a frequência (bremsstrahlung e síncrotron), enquanto a emissão por poeira possui espectro crescente. Dessa forma, a contaminação por emissão bremsstrahlung e síncrotron tende a ser mais intensa na banda Q, enquanto que a emissão por poeira é mais evidente na banda W. Os mapas MEM das emissões bremsstrahlung, síncrotron e por poeira que são disponibilizados pela equipe do WMAP, em todas as bandas, são usados nas análises de contaminação do efeito SZ por emissão Galáctica.

O valor de cada pixel dos mapas MEM representa o nível de contaminação devido à emissão na região do céu correspondente ao dado pixel. A partir destes mapas foi então obtido o valor da contaminação total da Galáxia na região de cada aglomerado, somando-se a contribuição dos três processos,

$$\Delta T_{MEM_i} = \Delta T_{Brems} + \Delta T_{Sinc} + \Delta T_{Poeira} \quad (5.3)$$

em que o índice i indica o aglomerado “ i ” da amostra, e ΔT_{Brems} , ΔT_{Sinc} e ΔT_{Poeira} representam os valores dos pixels dos mapas MEM de emissão bremsstrahlung, síncrotron e por poeira, respectivamente, na coordenada do aglomerado “ i ”. Obtendo a média $\overline{\Delta T_{MEM_i}}$ sobre todos os aglomerados, verifica-se que a contaminação é mais expressiva na banda Q, sendo os valores das médias 0,02 mK, 0,006 mK e 0,005 mK para a banda Q, V e W.

Para verificar a possível existência de uma relação entre a diferença entre os perfis esperado e observado e contaminação por emissão Galáctica, a amplitude da contaminação dada pelos mapas MEM foi relacionada com o parâmetro $(\delta/\sigma)_i$ de cada aglomerado da seguinte forma: considerando um certo nível de contaminação, ΔT_{MEM_0} , foi obtida a média de $(\delta/\sigma)_{i-}$ considerando os aglomerados com $\Delta T_{MEM_i} < \Delta T_{MEM_0}$ e a média de $(\delta/\sigma)_{i+}$ correspondente àqueles aglomerados cujos $\Delta T_{MEM_i} > \Delta T_{MEM_0}$. O valor de ΔT_{MEM_0} foi definido como a média da contaminação na banda Q, ou seja, $\Delta T_{MEM_0} = \overline{\Delta T_{MEM_{iQ}}}$, cujo valor é $\approx 0,025$ mK. Este procedimento está ilustrado na Figura 5.1. Se a ausência do efeito SZ está de fato relacionada com emissão, deve-se esperar obter $\overline{(\delta/\sigma)_{i+}} > \overline{(\delta/\sigma)_{i-}}$ em todas as bandas, sendo a diferença entre estes valores maior na banda Q, pois é a mais contaminada das três.

Apesar de $\overline{(\delta/\sigma)_{i+}} > \overline{(\delta/\sigma)_{i-}}$ para todas as frequências tanto para a amostra MM2000 e L2006, a diferença entre estes valores não é decrescente com a frequência. O que se observa, no entanto, é que esta diferença é mais notável na banda W, seguida pela banda Q.

Mais uma forma de evidenciar uma possível contaminação por emissão Galáctica é relacionar $(\delta/\sigma)_i$ com a latitude Galáctica $|b|$. Como a emissão se concentra na região do plano Galáctico, aglomerados em baixas latitudes devem estar mais contaminados. Foram gerados gráficos de $(\delta/\sigma)_i$ versus $|b|$ para as duas amostras, nas três bandas (Figura 5.1). O coeficiente de correlação linear de Pearson foi obtido e uma moderada anticorrelação foi encontrada para as duas amostras, nas três bandas. Entretanto a correlação não é tão expressiva e, adicionalmente, não foi encontrada uma correlação maior para a banda Q, decrescendo para as bandas V e W, como seria esperado. Os níveis de confiabilidade de 68% dos coeficientes de correlação obtidos foram calculados utilizando a transformação Fisher.

Finalmente, os perfis dos mapas com redução de emissão galáctica foram obtidos, e foi observado que a diferença média entre os decrementos previstos e observados $\overline{\delta}_i$ diminuiu de $\approx 0,02$ mK para a banda Q, que é consistente com o valor estimado $\overline{\Delta T_{MEM}} \approx 0,02$ mK. Os mapas de combinação linear interna (ILC — Internal Linear Combination) não foram utilizados devido a sua baixa resolução angular (1°).

Para verificar como esta possível contaminação afeta o valor médio $\overline{\delta}_i$, aglomerados localizados em $|b| < 40^\circ$ foram retirados da amostra, e o novo valor médio de $\overline{\delta}_{|b|>40}$ foi obtido (Tabela 5.3). Embora a alteração de $\overline{\delta}_i$ seja expressiva para as duas amostras, a variação de temperatura devido à emissão galáctica obtida a partir dos mapas MEM não justifica a afirmação que os aglomerados excluídos estavam realmente contaminados pela emissão

galáctica. Os aglomerados em $|b| < 40^\circ$ estão indicados nas Tabelas 5.1 e 5.2.

5.2 Fontes de Rádio

Uma vez que a emissão por fontes de rádio tendem a anular o efeito SZ, estas devem ser levadas em consideração para uma correta interpretação das observações. Porém, como já discutido na Seção 2.2, fontes de rádio são pouco observadas nas frequências do WMAP, e como pouco se sabe sobre o comportamento espectral destas, a remoção do fluxo devido à estes objetos se torna impraticável sem acrescentar uma considerável incerteza à medida.

A investigação da possibilidade de contaminação por fontes segue a mesma linha adotada na Seção anterior, em que os fatores a serem analisados foram correlacionados com a diferença entre os perfis previstos e observados, expressa em termos de $(\delta/\sigma)_i$. No caso das fontes, a presença de fontes intensas no campo do aglomerado e também a soma dos fluxos de todas as fontes no campo são as quantidades a serem correlacionadas.

Nesta análise foram consideradas as fontes presentes dentro de um raio de 2° ao redor da coordenada central do aglomerado, utilizando os catálogos PMN e GB6 na busca pelas fontes de rádio. Ambos os catálogos foram obtidos a partir de observações em 4,85 GHz.

Apesar de mencionado na Seção 2.2 que grande parte das fontes observadas nos mapas do WMAP (TRUSHKIN, 2003) possuem espectro invertido, aqui será feita a consideração conservadora de que as fontes possuem espectro quase plano com $\alpha = -0,3$ (TOFFOLATTI *et al.*, 1998). Considerando que o fluxo da fonte segue uma lei de potência com a frequência, $S \propto \nu^\alpha$ é possível obter uma estimativa do fluxo de uma fonte nas frequências do WMAP a partir do fluxo em frequências mais baixas. Dadas essas considerações, uma fonte que apresenta um fluxo de 1 Jy em 4,85 GHz apresenta fluxo de $\sim 0,5$ Jy na banda Q, o que equivale a uma mudança de temperatura termodinâmica de $\sim 0,1$ mK¹. Como já enfatizado, há muita incerteza em relação à α , e este breve cálculo foi apresentado só para uma estimativa da magnitude do efeito de fontes de rádio nos mapas do WMAP.

O valor de $(\delta/\sigma)_i$ foi correlacionado com duas quantidades que representam a contaminação por fontes de rádio, como mostra a Figura 5.2. A primeira delas é a presença de fontes próximas ao aglomerado ($\theta < 2^\circ$) e com fluxo > 1 Jy na frequência de 4,85 GHz. Aglomerados que satisfazem este critério estão indicados nas Tabelas 5.1 e 5.2. O valor médio de $\Delta T_{Obs}^*(\theta = 0)$ desconsiderando tais aglomerados são apresentados nas Tabelas 5.1 e 5.2. Finalmente a Tabela 5.3 apresenta os valores de $\overline{\delta}_i$ desconsiderando os aglomerados que possuem fontes de rádio próximas.

¹Fontes com fluxo de 1 Jy causam uma variação de temperatura termodinâmica 0,222 mK, 0,212 mK e 0,182 mK nos mapas das bandas Q, V e W, respectivamente (PAGE *et al.*, 2003).

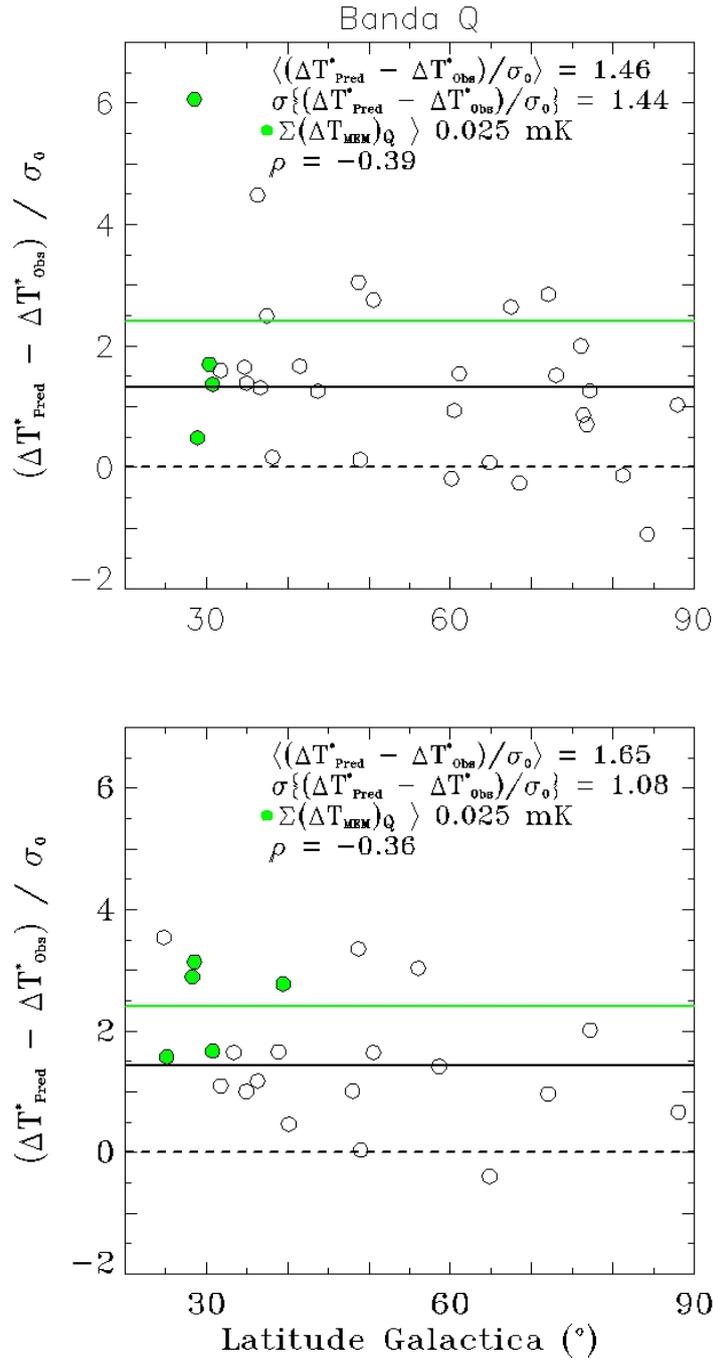


Figura 5.1 - A diferença entre os perfis previstos e observados, expressa em termos de $(\delta/\sigma)_i$, dado por (5.2), versus a latitude galáctica $|b|$ para as amostras L2006 (acima) e MM2000 (abaixo), nas bandas Q (primeira parte), V (segunda parte) e W (última parte). O coeficiente de correlação Pearson ρ indica uma moderada (anti)correlação entre $|b|$ e $(\delta/\sigma)_i$. Isto pode indicar que para pequenos $|b|$, existe algum nível de contaminação do efeito SZ por emissão galáctica. ΔT_{MEM_i} representa a soma dos valores dos pixels dos mapas de emissões bremsstrahlung, síncrotron e por poeira nas coordenadas do aglomerado “i”. Aglomerados que apresentam $\Delta T_{\text{MEM}_i} > \Delta T_{\text{MEM}_0}$, sendo $\Delta T_{\text{MEM}_0} = 0,025 \text{ mK}$, são indicados como círculos verdes. A linha verde indica o valor médio de $(\delta/\sigma)_i$ para estes aglomerados, enquanto a linha sólida preta indica a média para os aglomerados restantes (círculos vazios). Os intervalos de 68% de confiabilidade dos coeficientes de correlação ρ são $-0,36^{+0,21}_{-0,18}$, $-0,25^{+0,22}_{-0,20}$, $-0,51^{+0,19}_{-0,15}$, $-0,39^{+0,17}_{-0,15}$, $-0,22^{+0,19}_{-0,17}$ e $-0,37^{+0,17}_{-0,15}$.

(Continua)

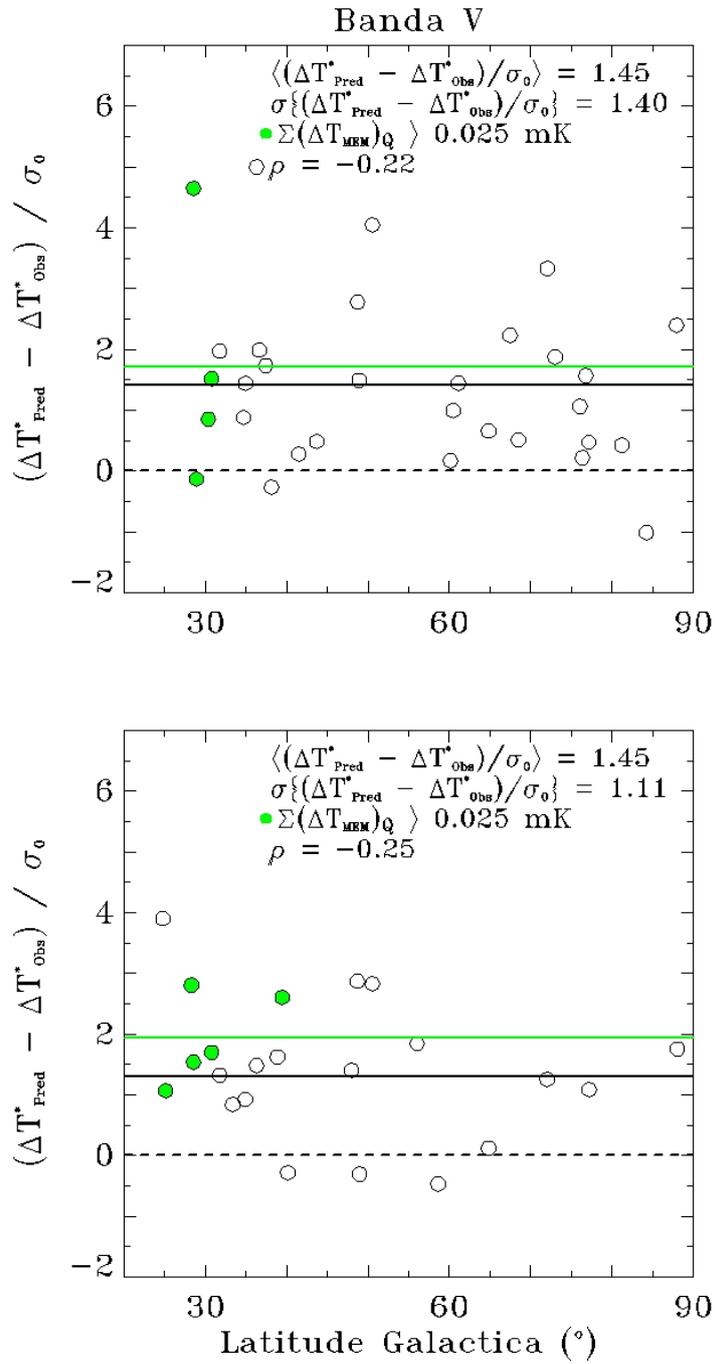


Figura 5.1 - Continuação

(Continua)

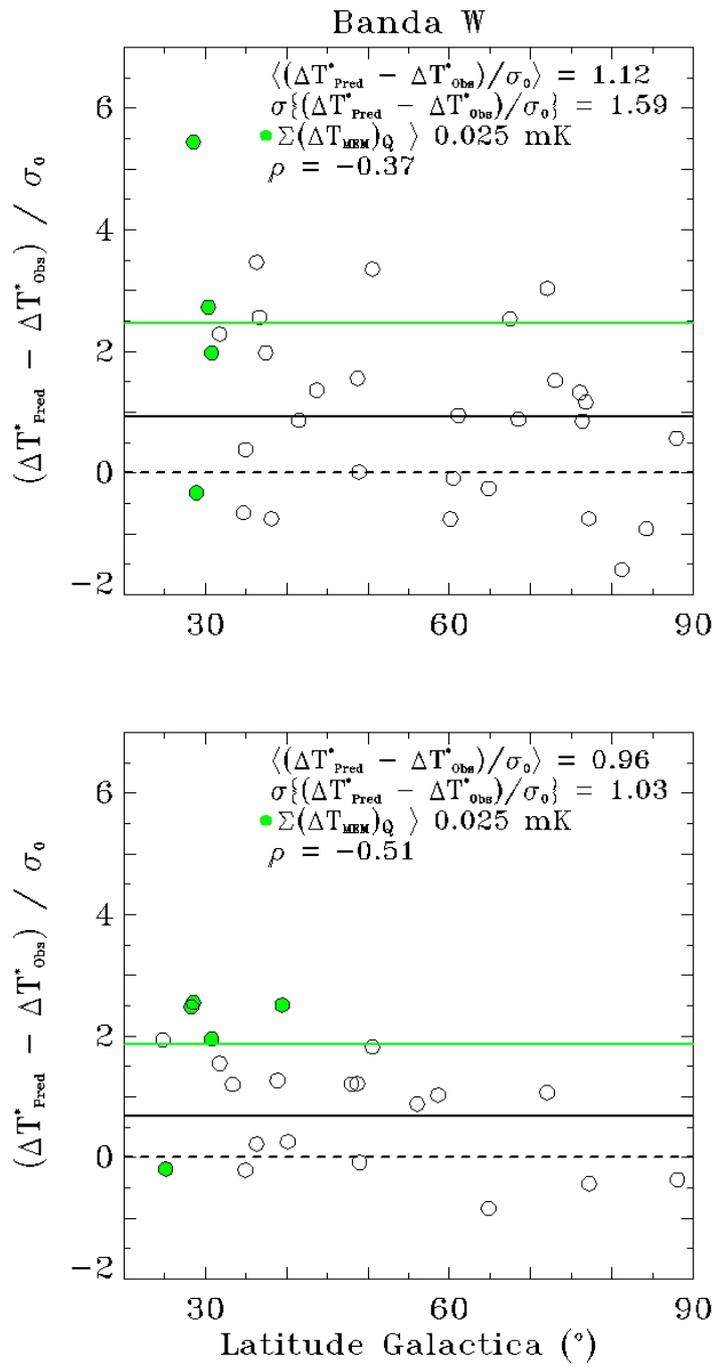


Figura 5.1 - Conclusão

A segunda figura de mérito consiste na soma dos fluxos de todas as fontes encontradas nos catálogos PMN e GB6 na região de cada aglomerado. Esta soma é ponderada por distância ao centro do aglomerado, uma vez que fontes mais distantes devem afetar de forma menos significativa a medida do efeito SZ. A ponderação é calculada multiplicando-se o fluxo da fonte com o valor da PSF dado o raio θ , em que θ é a distância entre a fonte e o centro do aglomerado. Os resultados são apresentados na Figura 5.2.

Os resultados obtidos nesta Seção não evidenciam nenhuma contaminação significativa por fontes de rádio. O índice de correlação entre $(\delta/\sigma)_i$ e a soma de fluxos possui valor negativo e $\gtrsim -0,2$ em todas as frequências, para as duas amostras. Este resultado é oposto ao que espera obter no caso da existência de contaminação pelas fontes. Além disso, a média $\overline{\Delta T_{Obs}^*}(\theta = 0)$ não apresenta nenhuma alteração significativa quando desconsidera-se os aglomerados que possuem fontes com fluxo > 1 Jy próximas.

5.3 Ruído Sistemático do Instrumento

Devido à estratégia de varredura do céu e à separação entre a linha de visada dos dois planos focais do satélite WMAP, regiões contidas em um raio de $\sim 60^\circ$ ao redor dos pólos da eclíptica são observadas por um maior período de tempo. Dessa forma, o ruído do instrumento depende da latitude eclíptica, sendo mais evidente em regiões próximas ao plano da eclíptica. O ruído do instrumento é dependente também da frequência, sendo maior na banda W. O mapa de ruído correspondente à banda W está mostrado na Figura 5.3, no qual as coordenadas dos aglomerados da amostra estão indicadas.

Se este ruído interfere nas observações de forma a anular o efeito SZ, este efeito se fará mais presente nas regiões próximas ao plano da eclíptica e na banda W. O parâmetro $(\delta/\sigma)_i$ foi correlacionado com a latitude eclíptica, como mostra a Figura 5.4. Aglomerados em latitudes $< 25^\circ$ são destacados nos gráficos.

Os resultados obtidos para as duas amostras foram distintos. A amostra MM2000 evidencia uma possível relação entre $(\delta/\sigma)_i$ e latitude eclíptica, uma vez que o índice de correlação ρ é negativo e $|\rho|$ cresce com a frequência. No entanto, a amostra L2006 não apresenta correlação entre $(\delta/\sigma)_i$ e latitude eclíptica. Apesar disso, o valor médio $\overline{(\delta/\sigma)_i}$ dos aglomerados em latitude $< 25^\circ$ é sistematicamente maior que a média para aglomerados em latitude $> 25^\circ$, em todas as frequências e para ambas as amostras. Mais interessante é o comportamento espectral desta diferença, que é mais evidente na banda W, e diminui para frequências menores, o que coincide com o comportamento espectral do ruído do instrumento.

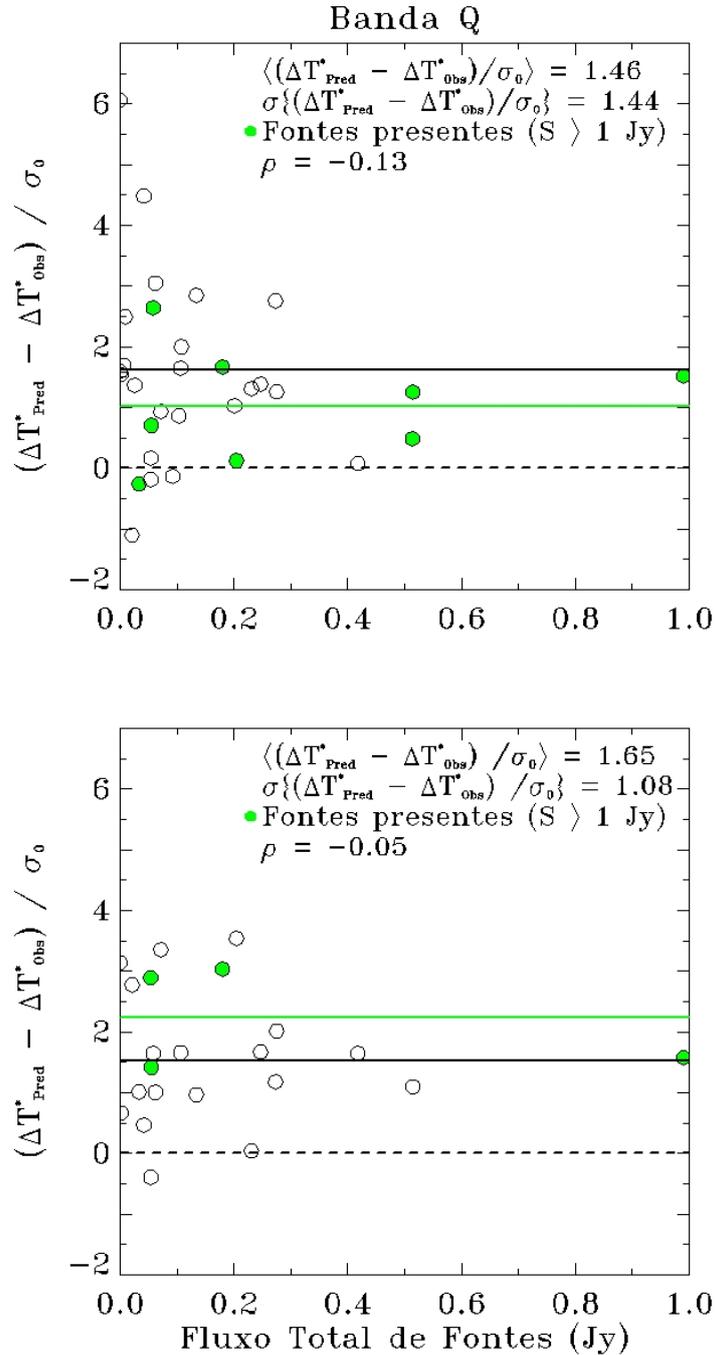


Figura 5.2 - A diferença entre os perfis previstos e observados, expressa em termos de $(\delta/\sigma)_i$, dado por (5.2), versus a soma dos fluxos das fontes próximas, considerando as amostras L2006 (acima) e MM2000 (abaixo), nas bandas Q (primeira parte), V (segunda parte) e W (última parte). Os círculos verdes representam os aglomerados que possuem fontes com fluxo > 1 Jy próximas. A linha verde corresponde à média de $(\delta/\sigma)_i$ considerando apenas estes aglomerados. A média de $(\delta/\sigma)_i$ considerando aglomerados que não apresentam fontes próximas, marcados como círculos vazios, está indicada pela linha cheia preta. Os intervalos de 68% de confiabilidade dos coeficientes de correlação ρ são $-0,05^{+0,23}_{-0,22}$, $-0,11^{+0,23}_{-0,22}$, $-0,22^{+0,20}_{-0,23}$, $-0,13^{+0,19}_{-0,18}$, $-0,09^{+0,19}_{-0,18}$ e $-0,12^{+0,19}_{-0,18}$.

(Continua)

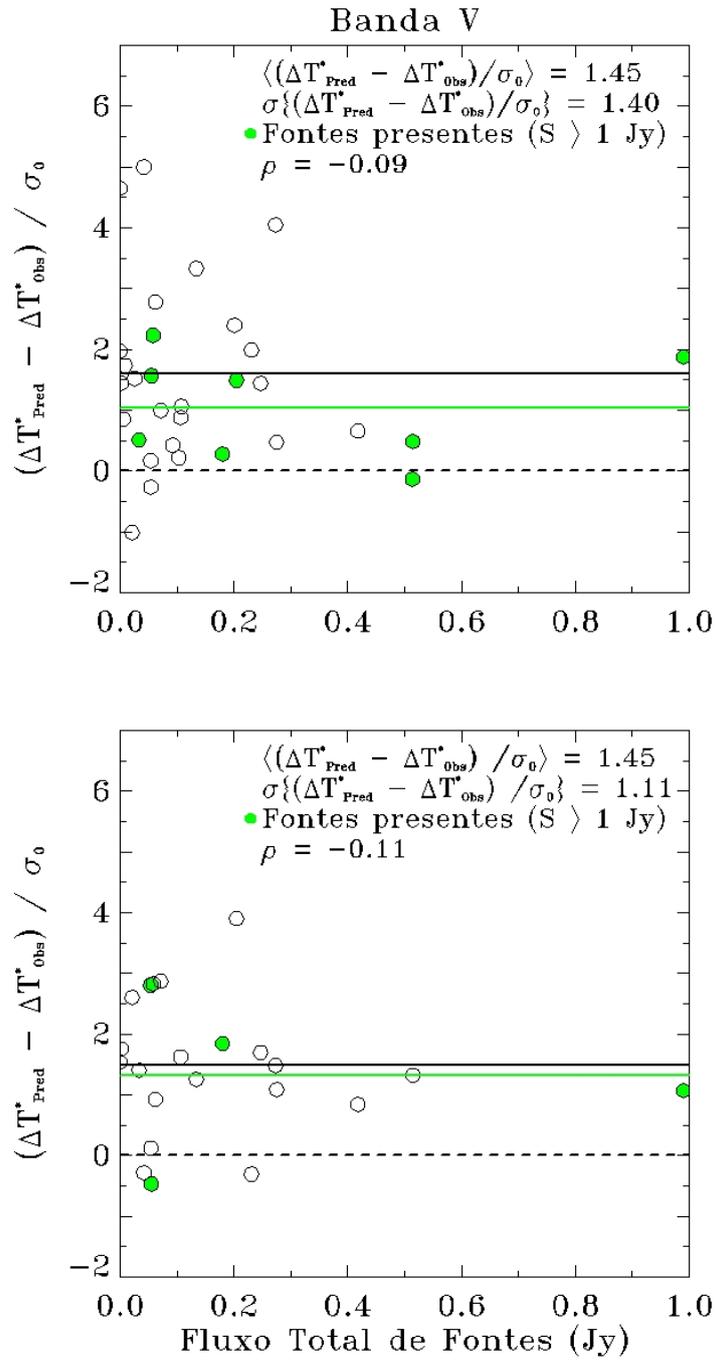


Figura 5.2 - Continuação

(Continua)

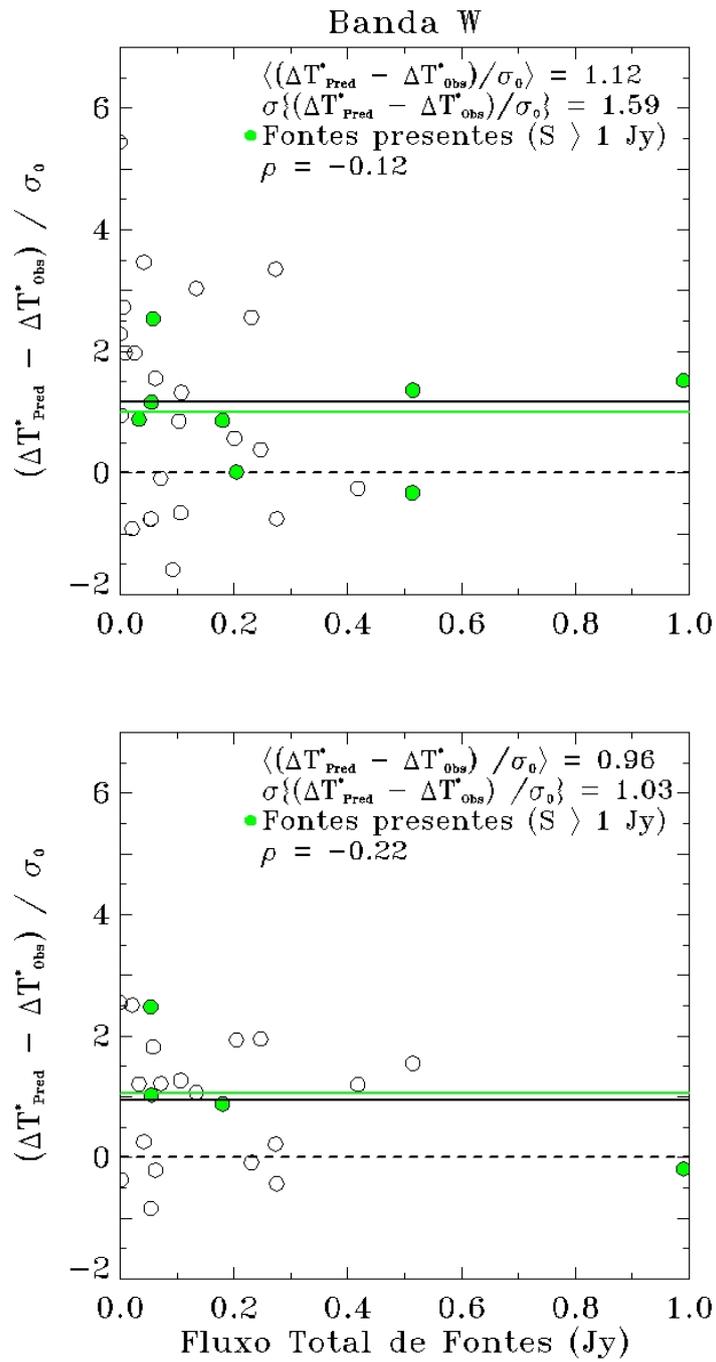


Figura 5.2 - Conclusão

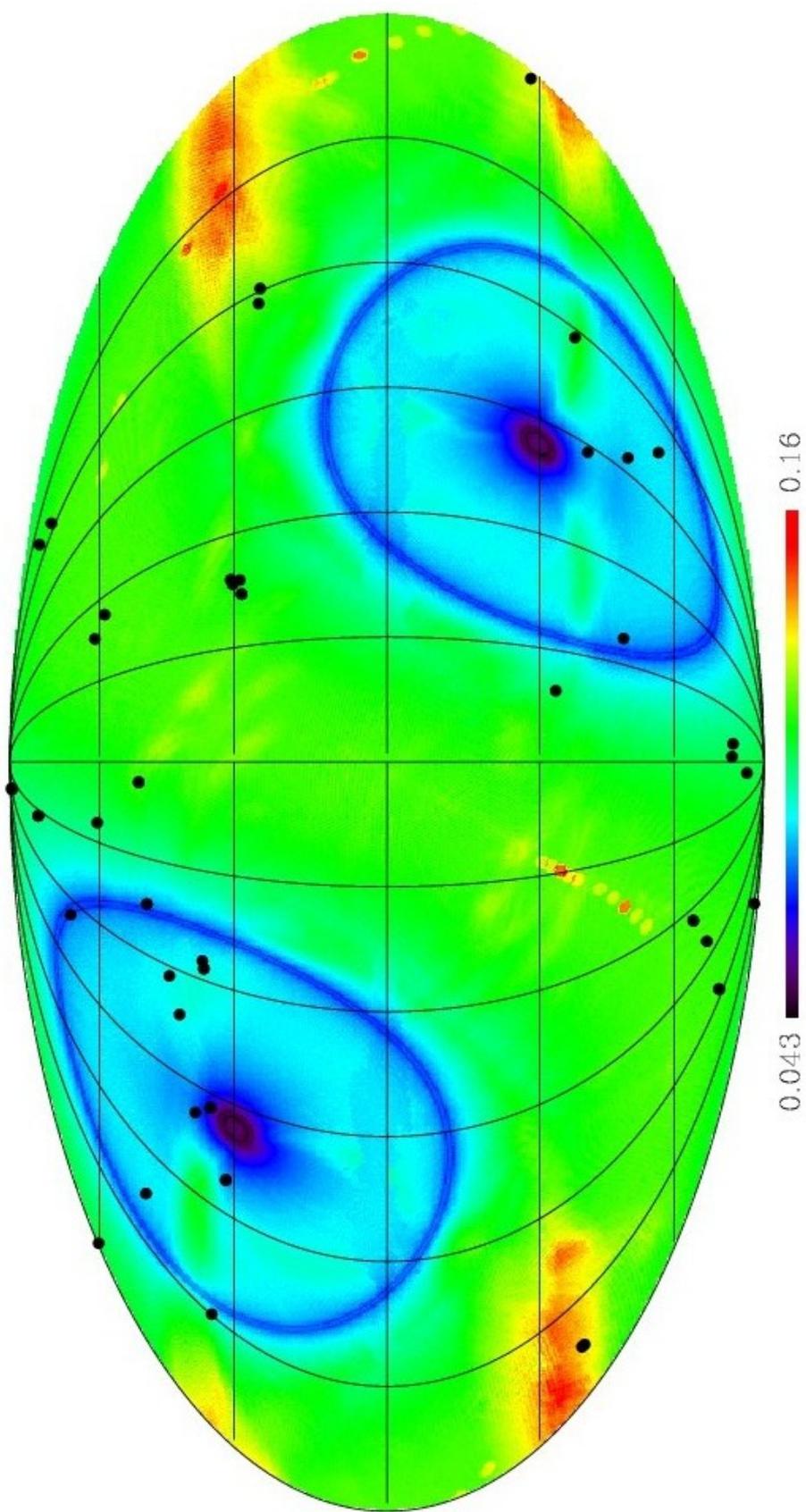


Figura 5.3 - Mapa do ruído do WMAP na banda W. As unidades estão em mK .

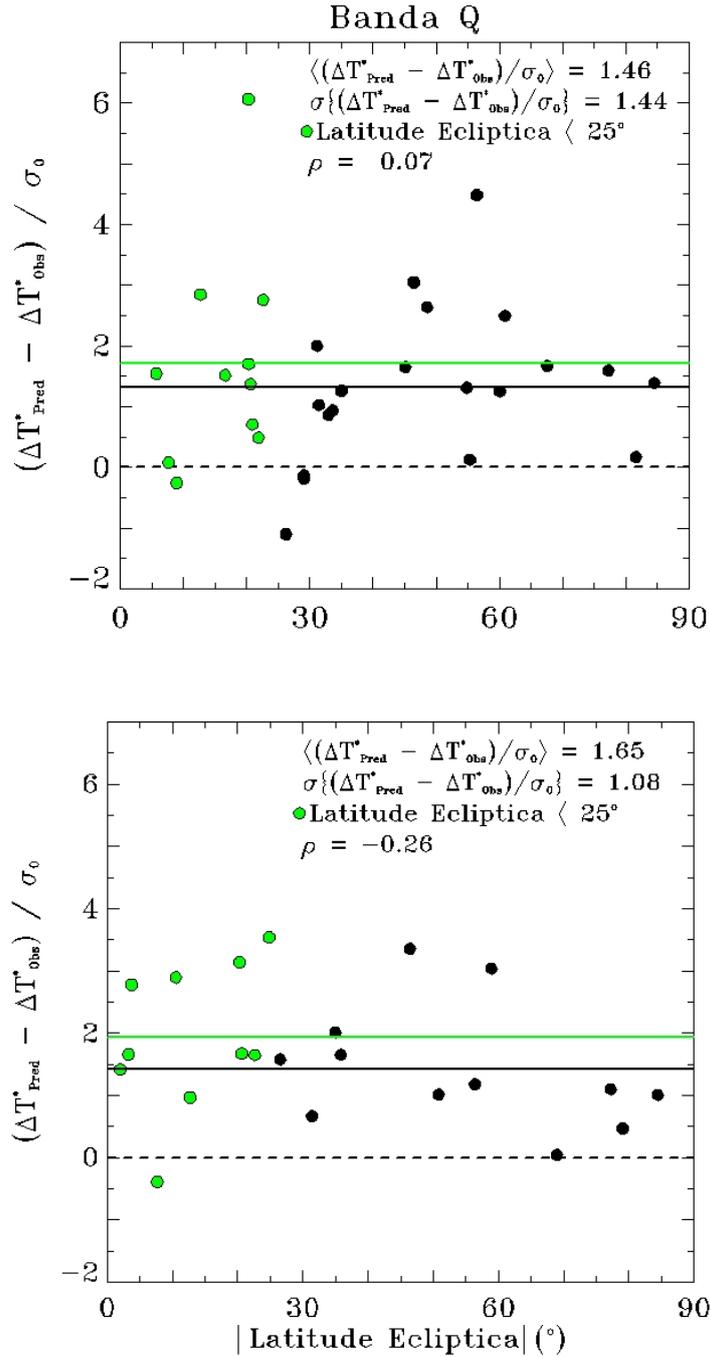


Figura 5.4 - A diferença entre os perfis previstos e observados, expressa em termos de $(\delta/\sigma)_i$, dado por (5.2), versus a latitude eclíptica $|ELAT|$ para as amostras L2006 (acima) e MM2000 (abaixo), as bandas Q (primeira parte), V (segunda parte) e W (última parte). Aglomerados em $|ELAT| < 25^\circ$ estão representados por círculos verdes, e a média $\overline{(\delta/\sigma)_i}$ destes corresponde à linha verde. A linha preta cheia indica a média $\overline{(\delta/\sigma)_i}$ de aglomerados em $|ELAT| > 25^\circ$, sendo estes indicados por círculos pretos. Os intervalos de 68% de confiabilidade dos coeficientes de correlação ρ são $-0,26^{+0,22}_{-0,20}$, $-0,36^{+0,21}_{-0,18}$, $0,07^{+0,18}_{-0,19}$, $-0,03^{+0,19}_{-0,19}$, $-0,05^{+0,19}_{-0,18}$.

(Continua)

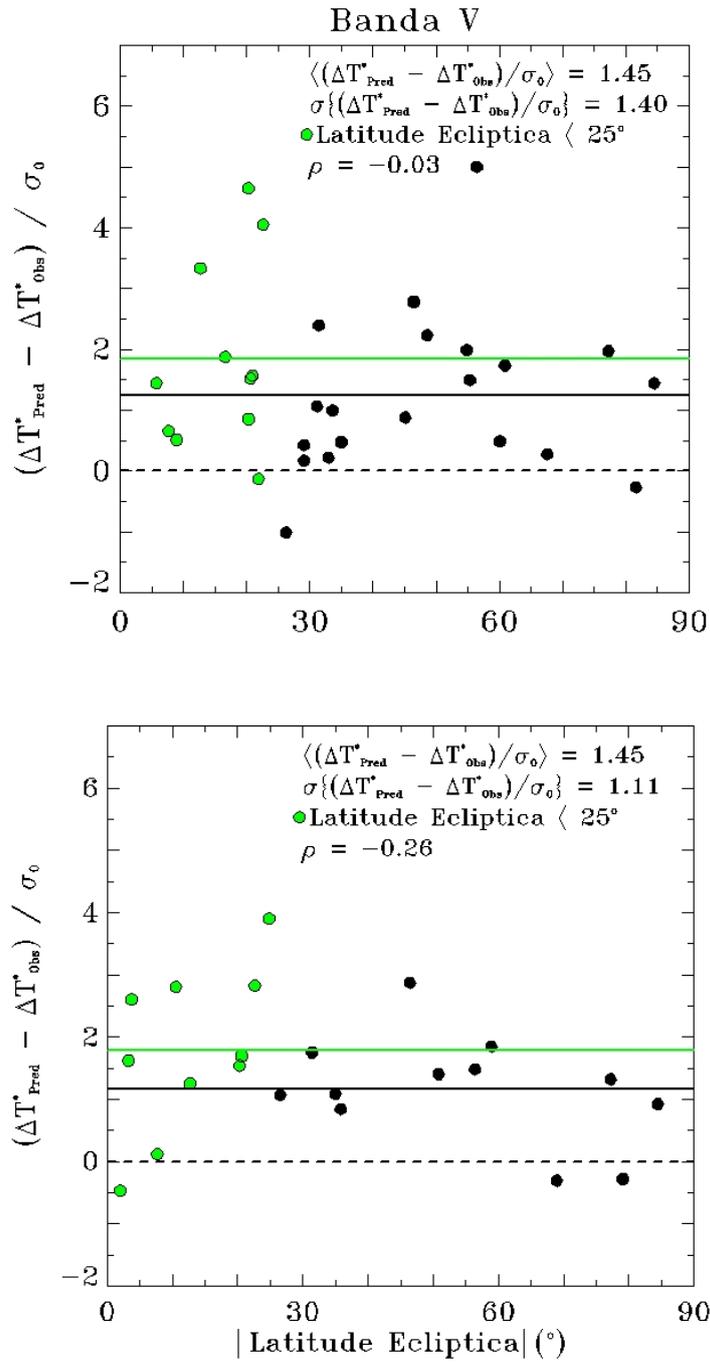


Figura 5.4 - Continuação

(Continua)

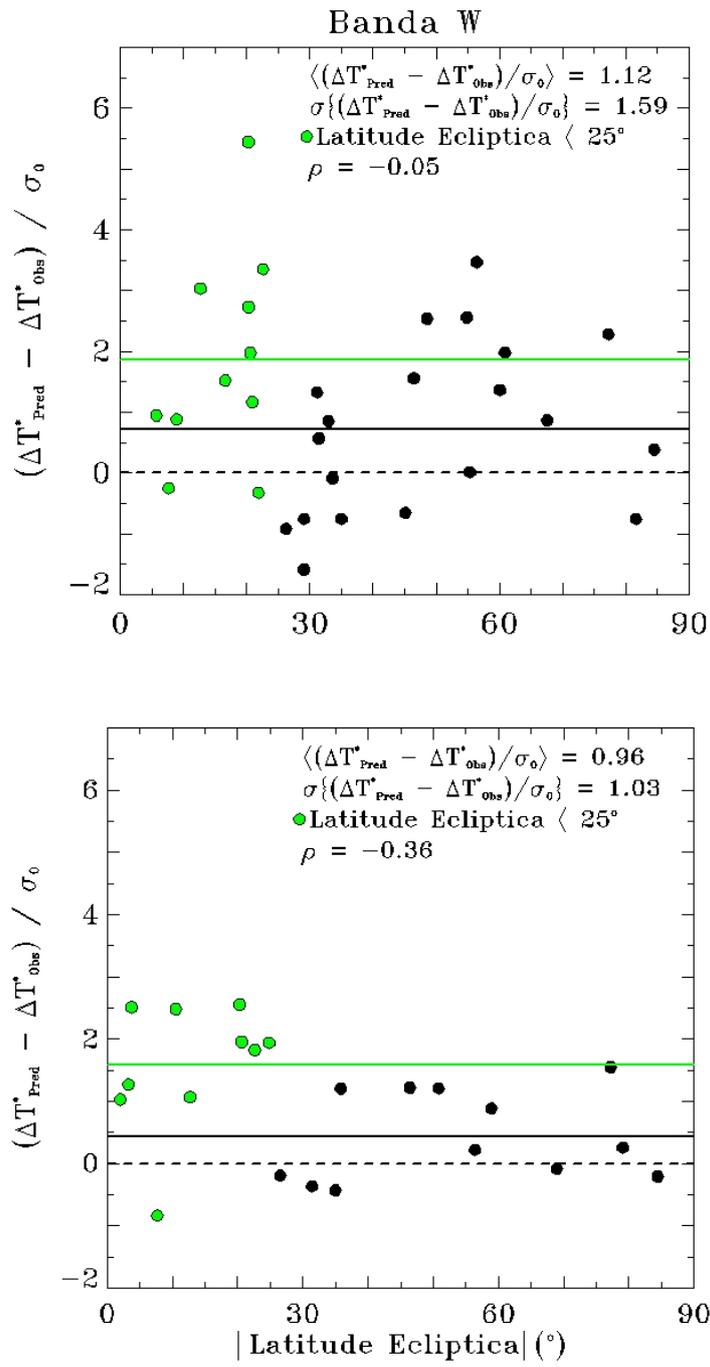


Figura 5.4 - Conclusão

5.4 Presença de Subestruturas

Como foi mencionado na Seção 2.2, o modelo beta pode não descrever adequadamente a distribuição do gás de aglomerados que apresentam subestruturas. A diferença média entre os perfis previstos e observados foi então obtida desconsiderando aglomerados que possuem fortes evidências de subestruturas, a fim de verificar uma possível relação entre esta diferença e a presença de subestruturas. O critério utilizado na seleção de tais aglomerados foi a presença de subestruturas em dados ópticos e em raios-X, descritas na Seção 3.2.3. Os aglomerados Abell 3571, 3667 e 3921 também parecem apresentar subestruturas, apesar da ausência de informações sobre a presença de subestruturas em imagens ópticas na literatura.

A variação média de temperatura prevista e observada nas três bandas estão nas Tabelas 5.1 e 5.2, e a diferença entre estes valores estão na Tabela 5.3. Verificou-se uma diminuição da diferença entre previsto e observado da ordem de $\sim 0,02$ mK, considerada não significativa.

5.5 Incertezas nas Coordenadas do Aglomerado

Lieu *et al.* (2006) e Mason e Myers (2000) apresentam diferentes coordenadas dos centros dos aglomerados. Enquanto Lieu *et al.* (2006) utilizam as coordenadas do centro óptico do aglomerado, Mason e Myers (2000) utilizam o centro obtido a partir de imagens em raios-X. A separação entre estas diferentes coordenadas, considerando os aglomerados da amostra L2006, corresponde em média à $3'$, podendo chegar à $10'$ (Abell 3560).

Espera-se que o centro do efeito SZ coincida com o centro em raios-X, uma vez que tanto a emissão bremsstrahlung quanto o efeito Compton inverso são oriundos da região onde há gás quente no aglomerado. A diferença entre os centros óptico e de raios-X mencionada acima motivou a análise da diferença entre os perfis obtidos considerando estes diferentes centros. Esta motivação se deve também ao fato de Lieu *et al.* apresentarem seus resultados baseados em perfis SZ obtidos a partir das coordenadas do centro óptico.

Os perfis SZ dos aglomerados da amostra L2006 foram obtidos considerando os dois conjuntos de coordenadas, e a diferença entre cada par de perfil foi calculada, como mostra a Figura 5.5. A diferença média entre os perfis é aproximadamente nula, indicando que a consideração das diferentes coordenadas não introduz nenhum efeito sistemático às medidas do efeito SZ.

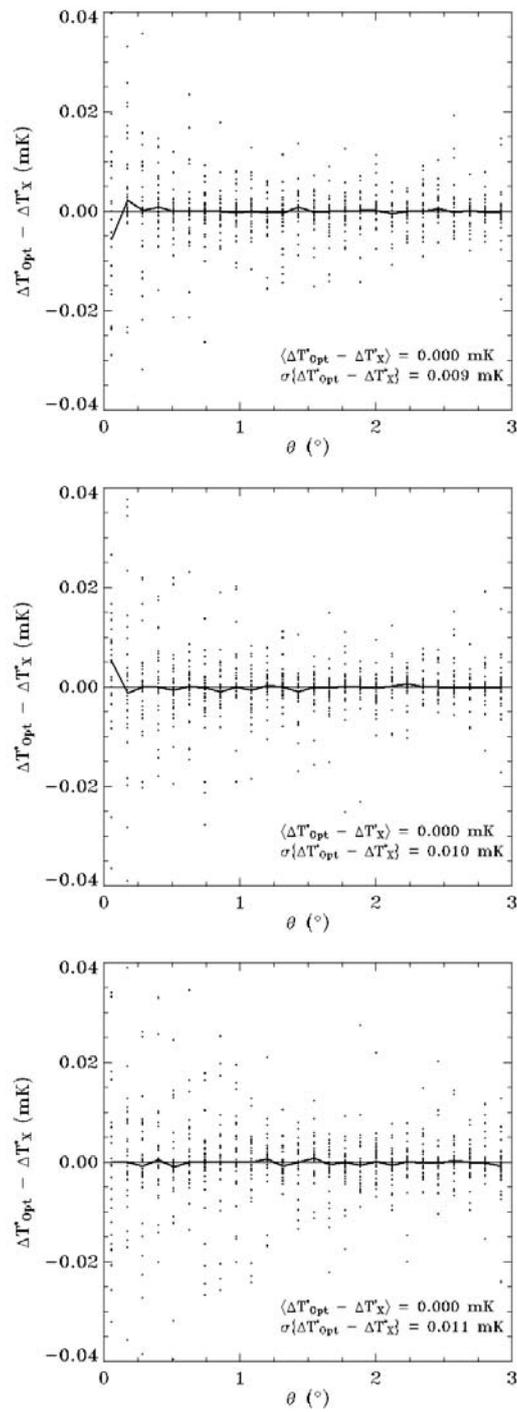


Figura 5.5 - Diferença entre os perfis obtidos a partir das coordenadas do centro óptico e de raios-X. Os pontos representam a diferença entre cada par de perfis de cada aglomerados da amostra L2006. A linha cheia corresponde a mediana destes valores. A imagem superior, ao centro e inferior correspondem às bandas Q, V e W, respectivamente.

5.6 Inconsistência entre Resultados da Análise de Raios-X

Até aqui foi considerado que os perfis previstos estão corretos. Nesta Seção, porém, tal consideração será posta em questão. Os dados utilizados neste trabalho permitem a comparação direta entre os valores dos parâmetros inerentes ao modelo beta obtido pelos autores, uma vez que as amostras possuem onze aglomerados em comum. Além disso, ambos os autores analisaram os mesmos conjuntos de dados em raios-X, que correspondem àqueles obtidos pelo satélite *ROSAT*.

Os perfis esperados dos onze aglomerados em comum entre as amostras foram obtidos considerando os valores de β , θ_c e ΔT_0 estimados por [Lieu *et al.* \(2006\)](#) e [Mason e Myers \(2000\)](#), e estes foram comparados, como mostra a Figura 5.6. A diferença média entre os valores de ΔT_0^* entre estes perfis é $\approx 0,1$ mK, e há caso em que essa diferença atinge $\sim 0,3$ mK. Este resultado é relevante, pois evidencia que a aparente discrepância entre WMAP e raios-X pode ter sua origem na dificuldade da análise dos dados em raios-X.

Os autores fazem diferentes considerações nas análises das imagens de aglomerados que apresentam um excesso de emissão em raios-X devido ao processo de *cooling flow*. O modelo ajustado ao perfil de brilho superficial considerado por [Mason e Myers \(2000\)](#) consiste no modelo beta somado a uma Gaussiana, a qual representa o excesso de emissão. [Lieu *et al.* \(2006\)](#), por outro lado, desconsideram a região onde o *cooling flow* ocorre. Caso a diferença entre os perfis esperados esteja relacionada com estas diferentes considerações, a diferença deve ser maior para aglomerados que apresentam *cooling flow*. Tal relação, porém, não é observada, como mostrado na Figura 5.6.

Tabela 5.1 - Tabela de Resultados para a Amostra L2006

Aglom.	Parâmetros de Corte				Todos os Cortes	
	$ b < 40^\circ$	Fontes de Rádio	Subestruturas	$ ELAT < 25^\circ$		
Abell 85				●	●	
Abell 133						
Abell 665	●				●	
Abell 1068						
Abell 1302		●			●	
Abell 1367		●	●	●	●	
Abell 1413		●		●	●	
Abell 1656						
Abell 1689				●	●	
Abell 1795						
Abell 1914		●			●	
Abell 1991						
Abell 2029				●	●	
Abell 2142						
Abell 2199		●			●	
Abell 2218	●				●	
Abell 2219		●			●	
Abell 2241	●				●	
Abell 2244	●				●	
Abell 2255	●		●		●	
Abell 2256	●				●	
Abell 2597				●	●	
Abell 2670		●		●	●	
Abell 2717						
Abell 2744						
Abell 3301	●				●	
Abell 3558	●		●	●	●	
Abell 3560	●	●		●	●	
Abell 3562	●		●	●	●	
Abell 3571	●		●	●	●	
Abell 4059						
Q	Previsto	$-0,157^{+0,002}_{-0,005}$	$-0,176^{+0,002}_{-0,003}$	$-0,156^{+0,002}_{-0,003}$	$-0,149^{+0,002}_{-0,003}$	$-0,144^{+0,002}_{-0,006}$
	Observado	$-0,065 \pm 0,018$	$-0,045 \pm 0,016$	$-0,052 \pm 0,016$	$-0,042 \pm 0,017$	$-0,075 \pm 0,026$
V	Previsto	$-0,179^{+0,003}_{-0,005}$	$-0,199^{+0,002}_{-0,004}$	$-0,178^{+0,002}_{-0,004}$	$-0,170^{+0,003}_{-0,004}$	$-0,164^{+0,003}_{-0,006}$
	Observado	$-0,066 \pm 0,019$	$-0,057 \pm 0,018$	$-0,059 \pm 0,017$	$-0,060 \pm 0,019$	$-0,089 \pm 0,029$
W	Previsto	$-0,173^{+0,004}_{-0,006}$	$-0,190^{+0,003}_{-0,004}$	$-0,171^{+0,003}_{-0,004}$	$-0,164^{+0,003}_{-0,004}$	$-0,156^{+0,004}_{-0,007}$
	Observado	$-0,096 \pm 0,021$	$-0,076 \pm 0,020$	$-0,085 \pm 0,019$	$-0,093 \pm 0,021$	$-0,154 \pm 0,031$

Nota: Os aglomerados em **destaque** também fazem parte de MM2000.
Os valores apresentados correspondem à média ΔT_0^* excluindo os aglomerados indicados na Tabela.

Tabela 5.2 - Tabela de Resultados para a Amostra MM2000

Aglom.	Parâmetros de Corte				Todos os Cortes
	$ b < 40^\circ$	Fontes de Rádio	Subestruturas	$ ELAT < 25^\circ$	
Abell 85				●	●
Abell 399	●			●	●
Abell 401	●			●	●
Abell 478	●	●		●	●
Abell 754	●		●	●	●
Abell 780	●	●			●
Abell 1651		●		●	●
Abell 1656					
Abell 1795					
Abell 2029				●	●
Abell 2142					
Abell 2244	●				●
Abell 2255	●		●		●
Abell 2256	●				●
Abell 2597				●	●
Abell 3112		●			●
Abell 3158					
Abell 3266					
Abell 3558	●		●	●	●
Abell 3571	●		●	●	●
Abell 3667	●		●		●
Abell 3921			●		●
Q					
Previsto	$-0,188^{+0,000}_{-0,008}$	$-0,196^{+0,000}_{-0,006}$	$-0,184^{+0,000}_{-0,006}$	$-0,182^{+0,000}_{-0,008}$	$-0,238^{+0,000}_{-0,013}$
Observado	$-0,084 \pm 0,024$	$-0,072 \pm 0,019$	$-0,061 \pm 0,020$	$-0,066 \pm 0,022$	$-0,132 \pm 0,035$
V					
Previsto	$-0,200^{+0,001}_{-0,008}$	$-0,207^{+0,000}_{-0,007}$	$-0,197^{+0,001}_{-0,006}$	$-0,192^{+0,000}_{-0,009}$	$-0,251^{+0,003}_{-0,013}$
Observado	$-0,102 \pm 0,026$	$-0,075 \pm 0,020$	$-0,077 \pm 0,022$	$-0,088 \pm 0,024$	$-0,159 \pm 0,038$
W					
Previsto	$-0,167^{+0,002}_{-0,006}$	$-0,173^{+0,001}_{-0,005}$	$-0,165^{+0,002}_{-0,005}$	$-0,160^{+0,001}_{-0,007}$	$-0,208^{+0,003}_{-0,011}$
Observado	$-0,116 \pm 0,028$	$-0,080 \pm 0,022$	$-0,089 \pm 0,024$	$-0,117 \pm 0,027$	$-0,196 \pm 0,041$

Nota: Os aglomerados em **destaque** também fazem parte de L2006.
Os valores apresentados correspondem à média $\overline{\Delta T_0^*}$ excluindo os aglomerados indicados na Tabela.

Tabela 5.3 - Tabela das Diferenças $\overline{\delta_i}$ entre Previsto e Observado

Amostra	Sem Cortes	$ b < 40^\circ$	Fontes de Rádio	Subestruturas	$ ELAT < 25^\circ$	Todos os Cortes
Q						
L2006	$0,118 \pm 0,014$	$0,092 \pm 0,018$	$0,131 \pm 0,016$	$0,103 \pm 0,015$	$0,107 \pm 0,017$	$0,069 \pm 0,026$
MM2000	$0,134 \pm 0,017$	$0,105 \pm 0,024$	$0,124 \pm 0,019$	$0,124 \pm 0,020$	$0,116 \pm 0,022$	$0,106 \pm 0,034$
V						
L2006	$0,130 \pm 0,016$	$0,113 \pm 0,019$	$0,143 \pm 0,018$	$0,119 \pm 0,017$	$0,110 \pm 0,019$	$0,074 \pm 0,029$
MM2000	$0,129 \pm 0,019$	$0,098 \pm 0,026$	$0,132 \pm 0,020$	$0,120 \pm 0,022$	$0,104 \pm 0,024$	$0,091 \pm 0,038$
W						
L2006	$0,111 \pm 0,017$	$0,077 \pm 0,021$	$0,115 \pm 0,020$	$0,086 \pm 0,018$	$0,070 \pm 0,021$	$0,002 \pm 0,031$
MM2000	$0,094 \pm 0,020$	$0,052 \pm 0,028$	$0,092 \pm 0,022$	$0,076 \pm 0,024$	$0,043 \pm 0,027$	$0,012 \pm 0,041$

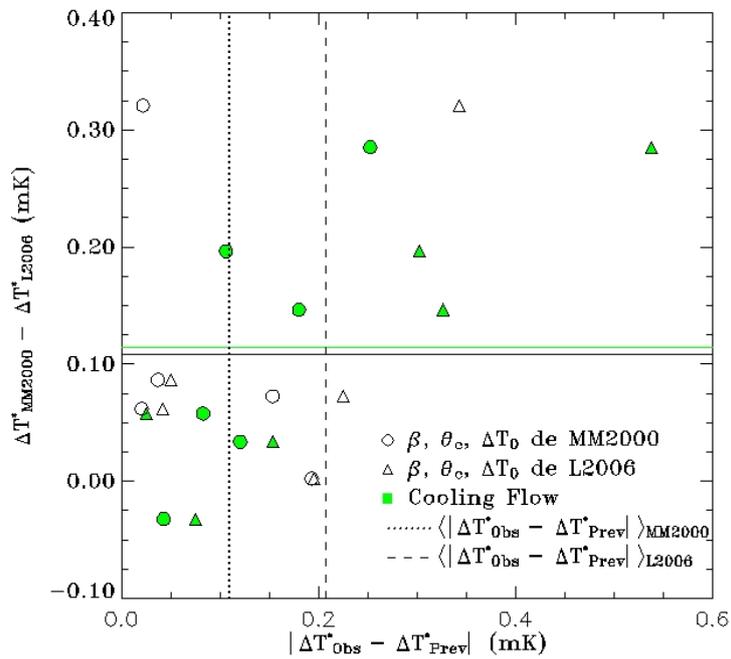


Figura 5.6 - Comparação entre os decrementos centrais esperados utilizando valores de β , θ_c e ΔT_0 apresentados por [Lieu *et al.* \(2006\)](#), ΔT_{L2006}^* , e [Mason e Myers \(2000\)](#), ΔT_{MM2000}^* . Neste gráfico, o eixo y corresponde à diferença entre estes dois valores. O eixo x corresponde à diferença entre ΔT_{0Obs}^* observado nos mapas e ΔT_{0Pred}^* esperados. As linhas cheias verde e preta indicam a média de $\Delta T_{MM2000}^* - \Delta T_{L2006}^*$ considerando os aglomerados que apresentam e não apresentam *cooling flow*, respectivamente.

6 RESULTADOS

Neste Capítulo são apresentados sucintamente todos os procedimentos realizados nos Capítulos anteriores, ressaltando-se os resultados mais relevantes.

Os perfis SZ para uma amostra de 42 aglomerados já observados em raios-X foram obtidos como descrito no Capítulo 4, e o valor médio da variação de temperatura central dos perfis encontrado foi $-0,07 \pm 0,02$ mK ($3,5 \sigma$) para a banda W. Porém, apesar de o sinal SZ ter sido detectado, quando os perfis obtidos a partir dos dados do WMAP são comparados com os perfis esperados baseados nos dados em raios-X, é encontrada uma inconsistência entre ambos. Os perfis esperados foram obtidos como descrito, também no Capítulo 4, considerando o modelo beta isotérmico que descreve a distribuição de temperatura e densidade do gás intraglomerado (Seção 2.1) convoluído com a PSF do WMAP, de forma a considerar o efeito de diluição pelo feixe do instrumento. Os parâmetros do modelo beta — β , θ_c e ΔT_0 — considerados são os valores apresentados por Mason e Myers (2000) e Lieu *et al.* (2006). 22 aglomerados da amostra total são analisados por Mason e Myers (2000) e 31 por Lieu *et al.* (2006), havendo portanto 11 aglomerados em comum entre as amostras MM2000 e L2006. Ao longo do trabalho, estas duas amostras foram analisadas independentemente devido à diferenças existentes nos parâmetros do modelo beta estimados por estes autores para o mesmo conjunto de 11 aglomerados.

O nível de inconsistência entre os dados em raios-X e WMAP é resumido na Tabela 5.3, onde são apresentados os valores médios da diferença entre o decremento central dos perfis esperados e observados,

$$\bar{\delta}_i = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N (\Delta T_{0Obs}^* - \Delta T_{0Prev}^*)_i \quad (6.1)$$

Como discutido na Seção 2.2, vários fatores podem interferir na observação do efeito SZ. O modelo beta isotérmico é baseado em considerações que não se aplicam à aglomerados que possuam determinadas características. A consideração de simetria esférica da distribuição do gás não é adequada para aglomerados que possuam subestruturas, as quais estão presentes em $\sim 40 - 50\%$ dos aglomerados (KOLOKOTRONIS *et al.*, 2001; JONES; FORMAN, 1999; KRYWULT *et al.*, 1999; GELLER; BEERS, 1982). O modelo também não leva em consideração efeitos relativísticos, mas estes podem ser desconsiderados uma vez que levam a uma incerteza $\lesssim 7\%$. Processos como emissão galáctica e por fontes de rádio tendem a anular o efeito SZ. Além desses fatores, as próprias flutuações primárias da RCF inserem incertezas na determinação da amplitude do efeito SZ, principalmente em observações

com baixa resolução, que é o caso deste trabalho.

No Capítulo 5, a inconsistência entre os dados em raios-X e WMAP encontrada neste trabalho foi analisada em função de diversos fatores, alguns deles já mencionados acima. A diferença média entre a amplitude do efeito SZ observada e esperada, normalizada pelo erro, $\overline{(\delta/\sigma)}_i$, foi correlacionada com a emissão galáctica, a presença de fontes de rádio próximas, de subestruturas e ruído do instrumento. Além disso, os parâmetros obtidos a partir de análises de dados em raios-X por [Mason e Myers \(2000\)](#) e [Lieu *et al.* \(2006\)](#) foram comparados, de forma a verificar a consistência entre ambos.

A possível contaminação por emissão galáctica foi realizada relacionando $\overline{(\delta/\sigma)}_i$ com a latitude galáctica $|b|$ e com o nível de contaminação obtidos a partir dos mapas MEM. Foi encontrada uma moderada (anti)correlação entre $|b|$ e $\overline{(\delta/\sigma)}_i$. O valor de $\overline{\delta}_i$ considerando apenas aglomerados com $|b| > 40^\circ$ diminui de $\sim 20\%$ (banda Q) a $\sim 50\%$ (banda W) considerando a amostra MM2000 e de $\sim 12\%$ (banda V) a $\sim 30\%$ (banda W) considerando a amostra L2006. Os aglomerado em $|b| < 40^\circ$ estão indicados na Tabela 5.1 e 5.2.

Não foi encontrada correlação entre a presença de fontes próximas e o parâmetro $\overline{(\delta/\sigma)}_i$. A soma dos fluxos de todas as fontes presentes no campo também não mostrou correlação com $\overline{(\delta/\sigma)}_i$. A diminuição em $\overline{\delta}_i$ desconsiderando os aglomerados com fontes próximas indicados nas Tabelas 5.1 e 5.2 não foi significativa para a amostra MM2000, e considerando L2006, houve um aumento da diferença entre previsto e observado. Baseado nestes resultados, a relação entre a diferença entre o efeito SZ previsto e esperado e a contaminação por fontes de rádio pode ser considerada não expressiva.

Foi encontrada uma fraca correlação entre a presença de subestruturas e o valor de $\overline{(\delta/\sigma)}_i$. Desconsiderando aglomerados com subestruturas indicados nas Tabelas 5.1 e 5.2, a diminuição em $\overline{\delta}_i$ está entre $\sim 8\%$ (banda V) e de $\sim 22\%$ (banda W) considerando a amostra L2006 e entre $\sim 7\%$ (banda Q e V) a $\sim 16\%$ (banda W) considerando a amostra MM2000.

Como o ruído do instrumento é maior em baixas latitudes eclípticas $|ELAT|$, $\overline{(\delta/\sigma)}_i$ foi correlacionado com $|ELAT|$. A amostra MM2000 apresenta uma moderada correlação entre latitude eclíptica e $\overline{(\delta/\sigma)}_i$, não encontrada em L2006. A diminuição em $\overline{\delta}_i$ excluindo os aglomerado em latitudes eclípticas $< 25^\circ$ foi $\sim 14\%$ (banda Q) e de $\sim 54\%$ (banda W) considerando a amostra MM2000 e está entre $\sim 10\%$ (banda Q) a $\sim 36\%$ (banda W) considerando a amostra L2006. Como esperado, a diferença é maior da banda W, que é a mais ruidosa.

Finalmente, foram desconsiderados todos os aglomerados em $|b| < 40^\circ$ ou em latitude

eclíptica $< 25^\circ$, os que apresentam subestruturas ou fontes de rádio próximas. Com este corte restam apenas 5 aglomerados de MM2000 e 9 de L2006, cujos perfis observados e medidos são consistentes na banda W, com $\overline{\chi^2} \approx 0,88$ (MM2000) e $\overline{\chi^2} \approx 1,1$ (L2006), em que

$$\overline{\chi^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(\Delta T_{0Obs}^* - \Delta T_{0Prev}^*)_i^2}{\sigma_{0_i}^2} \quad (6.2)$$

em que $N = 5$ (9), que correspondem aos 5 (9) aglomerados que restam das amostras MM2000 (L2006). Porém, nas bandas Q e V, os valores são $\overline{\chi^2}_Q \approx 2,5$ (2,1) e $\overline{\chi^2}_V \approx 2,8$ (1,9) para as amostras MM2000 (L2006).

A diminuição em $\overline{\delta}_i$ é significativa em ambas as amostras, sendo que L2006 apresenta uma diminuição em $\overline{\delta}_i$ que varia entre $\sim 42\%$ (banda Q) e $\sim 98\%$ (banda W). MM2000 apresenta uma diminuição em $\overline{\delta}_i$ que varia entre $\sim 21\%$ (banda Q) e $\sim 87\%$ (banda W). Estes resultados estão mostrados na Tabela 5.3.

Foi verificada também uma certa inconsistência entre os parâmetros β , θ_c e ΔT_0 apresentados por Mason e Myers (2000) e Lieu *et al.* (2006) considerando os 11 aglomerados em comum entre as amostras MM2000 e L2006, como mostra a Figura 5.6. Os valores dos decrementos previstos considerando os parâmetros beta de Mason e Myers (2000), ΔT_{0M}^* , e Lieu *et al.* (2006), ΔT_{0L}^* , chegam a diferir em até $\sim 0,3$ mK, sendo que os valores ΔT_{0M}^* possuem uma maior consistência com os dados do WMAP.

6.1 Comentários sobre Aglomerados Individuais

Abell 85

Os valores de ΔT_0 estimados por Mason e Myers (2000) corresponde a menos da metade do valor estimado por Lieu *et al.* (2006). Enquanto este último estima $\Delta T_0 = -0,81$ mK na banda W, Mason e Myers (2000) determina $-0,35$ mK. Como este aglomerado apresenta um grupo de galáxias próximo, a imagem em raios-X tende a não ser bem descrita por um modelo que assume simetria esférica, tanto que Mason e Myers (2000) o exclui da imagem para realizar o ajuste do modelo beta. Lieu *et al.* (2006) nada menciona a respeito das considerações feitas a respeito deste grupo de galáxias. O perfil observado é marginalmente consistente com o previsto utilizando os valores de β , θ_c e ΔT_0 estimados por Mason e Myers (2000), uma vez que a diferença entre o decremento central previsto e esperado normalizado pelo erro, $(\delta/\sigma)_{A85} \approx 1$ nas três bandas, enquanto este valor é ≈ 3 quando considerando os parâmetros obtidos por Lieu *et al.* (2006).

Abell 133

O perfil de Abell 133 observado apresenta um decremento central de $\approx -0,15$ mK nas três bandas de frequências, com razão sinal-ruído de 2,2; 2,0 e 1,9 nas bandas Q, V e W, respectivamente. O valor de ΔT_0^* previsto é $< 0,1$ mK.

Abell 399 e Abell 401

Abell 399 e 401 estão em uma região cuja contaminação galáctica é $\approx 0,04$ mK na banda Q. Apesar de aparentemente não ser significativo, este nível de contaminação está acima da média da amostra, que é $\approx 0,02$ mK. Tentativas de observar o efeito SZ nestes aglomerados não foram bem sucedidas (LANCASTER *et al.*, 2005).

Abell 478

Este aglomerado não apresenta nenhum sinal SZ, apesar de previsto um decremento de $\Delta T_0^* \approx 0,3$ mK. Porém, Abell 478 está na região mais contaminada por emissão galáctica quando comparada com as regiões dos demais aglomerados da amostra. O nível de contaminação na banda Q é 0,13 mK.

Abell 780

O perfil de Abell 780 apresenta um aumento de temperatura no centro do aglomerado devido a uma intensa fonte de rádio, cujo fluxo é 14 *mJy* em 4,85 GHz.

Abell 1068

O perfil de Abell 1068 apresenta um decremento de temperatura nas três frequências, sendo que a razão sinal-ruído na banda W é 1,5. Este também está em concordância com o perfil previsto, sendo que $(\delta/\sigma)_{A1068} \approx 0,18$ nas bandas Q e V e $\approx 0,75$ na banda W.

Abell 1367

Como já mencionado anteriormente, a região deste aglomerado é excluída pela máscara Kp2 devido a presença de uma fonte a 15'. Portanto, para a obtenção deste perfil, a máscara não foi utilizada. Apesar de não significativo, de fato a região central do perfil apresenta um aumento de temperatura.

Abell 1413

Foi observado um decremento de temperatura na região central de Abell 1413 nas três bandas, com razão sinal-ruído de 1,5 na banda Q. Nas banda V e W, apesar de haver o

decremento, estes não são significativos e não estão em concordância com o previsto, com $(\delta/\sigma)_{A1413} > 1$.

Abell 1651

Apesar de observado um decremento de temperatura na região central de Abell 1651 $> 0,15$ mK na banda V, este não está presente nas outras frequências.

Abell 1656

Abell 1656 já foi observado nos mapas do WMAP por [Bennett *et al.* \(2003b\)](#) e [Hinshaw *et al.* \(2006\)](#). Porém, estes determinaram ΔT_0 somente nas bandas V e W. Neste trabalho é apresentado o valor estimado para o decremento SZ utilizando também a banda Q. O modelo beta foi ajustado ao perfil de Abell 1656, fixando os valores $\theta_c = 9,32'$ e $\beta = 0,67$ e foi obtido $\Delta T_0 = -0,49 \pm 0,06$ mK nesta banda (Seção 4.2).

Abell 1795

O decremento SZ na região central de Abell 1795 é evidente, com uma razão sinal-ruído > 2 . O valor $(\delta/\sigma)_{A1795} \lesssim 1$ nas três bandas, considerando os parâmetros do modelo beta estimados por [Lieu *et al.* \(2006\)](#).

Abell 1914

Não foi observado nenhuma evidência de efeito SZ na região de Abell 1914, apesar de o decremento previsto baseado nos dados de [Lieu *et al.* \(2006\)](#) ser $\approx 0,3$ mK

Abell 1991

Considerando que o valor do decremento de temperatura previsto é $|\Delta T_0^*| < 0,05$ mK, é de se esperar que este não seja observado nos dados do WMAP, uma vez que o próprio ruído do instrumento é $\approx 0,05$ mK

Abell 2029

Não foi observado nenhuma evidência de efeito SZ na região de Abell 2029, apesar de o decremento previsto baseado nos dados de [Lieu *et al.* \(2006\)](#) ser $\approx 0,4$ mK e baseado nos dados de [Mason e Myers \(2000\)](#) $\approx 0,3$ mK.

Abell 2142

Um decréscimo de temperatura é detectado na banda W com razão sinal-ruído > 2 , porém o mesmo não ocorre nas outras duas bandas. A diferença entre os valores previstos e observados é significativa nas bandas Q e V, sendo $(\delta/\sigma)_{A2142} \approx 3$ tanto para os perfis previstos utilizando dados de [Lieu *et al.* \(2006\)](#) quanto de [Mason e Myers \(2000\)](#).

Abell 2218

Foi observado um decréscimo de temperatura nas três bandas com razão sinal-ruído $\sim 1 - 2$. O perfil de Abell 2218 mostra evidências da presença de uma flutuação em grande escala ($\sim 2 - 3^\circ$).

Abell 2219

O perfil de Abell 2219 mostra evidências de uma flutuação em grande escala ($\sim 2 - 3^\circ$), provavelmente relacionada com a flutuação mencionada em Abell 2218, pois estes dois aglomerados estão próximos.

Abell 2241

O perfil de Abell 2241 evidencia a presença de uma fonte de rádio com espectro crescente no centro do aglomerado. A amplitude da variação de temperatura central na banda W é 0,22 mK, o que equivale a um fluxo de $\sim 1,2$ Jy.

Abell 2244

Os valores previstos para ΔT_0^* em Abell 2244 são significativamente diferentes se forem considerados os parâmetros β , θ_c e ΔT_0 de [Lieu *et al.* \(2006\)](#) ou de [Mason e Myers \(2000\)](#). No primeiro caso o valor estimado é $|\Delta T_0^*|_L > 0,4$ mK, enquanto que no segundo caso $|\Delta T_0^*|_M < 0,15$ mK. Não foi observado nenhum sinal SZ significativo. Porém tal resultado já foi obtido anteriormente por [Lancaster et al. \(2005\)](#), que observaram Abell 2244 usando o VLA - Very Small Array, e este aglomerado não apareceu no mapa. Os autores sugerem que as coordenadas do aglomerado podem coincidir com uma flutuação positiva da RCF.

Abell 2597

Foi observado um decréscimo de temperatura nas três bandas, apesar da razão sinal-ruído não ser maior que 2. Os valores $(\delta/\sigma)_{A2597} < 1$ tanto para os perfis previstos utilizando dados de [Lieu *et al.* \(2006\)](#) quanto os dados de [Mason e Myers \(2000\)](#).

Abell 3158

Decremento de temperatura $> 1\sigma$ foi observado nas três bandas, e em concordância com os valores previstos: $(\delta/\sigma)_{A3158Q} = 0,04$, $(\delta/\sigma)_{A3158V} = 0,3$, $(\delta/\sigma)_{A3158W} = 0,08$.

Abell 3266

O efeito SZ é claramente detectado neste aglomerado, com razão sinal-ruído > 2 . Os valores encontrados estão também em concordância com os valores previstos: $(\delta/\sigma)_{A3266Q} = 0,5$, $(\delta/\sigma)_{A3266V} = 0,3$, $(\delta/\sigma)_{A3266W} = 0,3$.

Abell 3558, 3560, 3562, 3571

Estes quatro aglomerados estão aparentemente em uma região contaminada por emissão galáctica. Todos estão próximos, em $b \sim 30^\circ$ e $l \sim 315^\circ$, em uma região que apresenta nível de contaminação maior que a média, $> 0,03$ mK. Talvez seja essa a razão pela qual nenhum destes aglomerados, exceto Abell 3560, apresenta sinal SZ. Abell 3560 não apresenta um sinal SZ muito significativo, mas este representa um valor maior que o previsto.

6.2 Comentários Finais

Este trabalho, como já mencionado no Capítulo 1, não teve como objetivo quantificar ou corrigir os diversos fatores que interferem nas observações do efeito SZ, e sim *relacionar* a inconsistência entre valores esperados e observados da amplitude do efeito SZ com estes diversos fatores. Foi demonstrado que parte da aparente inconsistência entre os dados de raios-X e os dados do WMAP é devida principalmente à emissão Galáctica e ruído do instrumento. Excluindo-se todos os aglomerados que possivelmente estão contaminados restam 5 aglomerados da amostra MM2000 e 9 da amostra L2006. Considerando estes dois conjuntos de aglomerados, obteve-se concordância entre os resultados previstos e observados na banda W, com $\overline{\chi^2} \approx 0,88$ e $1,1$ para os 5 aglomerados da amostra MM2000 e 9 da amostra L2006, respectivamente, em que $\overline{\chi^2}$ é dado pela equação (6.2). Porém, as bandas Q e V não se apresentaram adequadas para a observação do efeito SZ. Foi mostrado também que há inconsistência entre os valores previstos a partir dos dados apresentados por Lieu *et al.* (2006) e Mason e Myers (2000), sendo que este último mostra maior consistência com os valores observados nos dados da WMAP. Isto indica que os dados obtidos por Lieu *et al.* (2006) podem estar sujeitos a algum efeito sistemático que resulta em uma sobrestimativa da amplitude do efeito SZ.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABELL, G. O.; CORWIN, H. G.-J.; OLOWIN, R. P. A catalog of rich clusters of galaxies. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 70, p. 1–138, May 1989. [28](#)
- AFSHORDI, N.; LIN, Y.-T.; SANDERSON, A. J. R. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe constraints on the intracluster medium. **Astrophysical Journal**, v. 629, p. 1–14, Aug. 2005. [28](#)
- AFSHORDI, N.; LOH, Y.-S.; STRAUSS, M. A. Cross-correlation of the cosmic microwave background with the 2MASS galaxy survey: Signatures of dark energy, hot gas, and point sources. **Physical Review D**, v. 69, n. 083524, p. 1–15, Apr. 2004. [28](#)
- ALLEN, S. W.; FABIAN, A. C. The impact of cooling flows on the $T_X - L_{Bol}$ relation for the most luminous clusters. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 297, p. L57–L62, July 1998. [31](#)
- ALLEN, S. W.; FABIAN, A. C.; JOHNSTONE, R. M.; WHITE, D. A.; DAINES, S. J.; EDGE, A. C.; STEWART, G. C. A ROSAT PSPC observation of Abell 478 – the distribution of X-ray absorbing matter in a massive cooling flow. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 262, p. 901–914, June 1993. [52](#)
- ALPHER, R. A.; HERMAN, R. C. Evolution of the universe. **Nature**, v. 162, p. 774, 1948. [25](#)
- AMI COLLABORATION; BARKER, R.; BIDDULPH, P.; BLY, D.; BOYSEN, R.; BROWN, A.; CLEMENTSON, C.; CROFTS, M.; CULVERHOUSE, T.; CZERES, J.; DACE, R.; d’ALESSANDRO, R.; DOHERTY, P.; DUFFETT-SMITH, P.; DUGGAN, K.; ELY, J.; FELVUS, M.; FLYNN, W.; GEISBÜSCH, J.; GRAINGE, K.; GRAINGER, W.; HAMMET, D.; HILLS, R.; HOBSON, M.; HOLLER, C.; JILLEY, R.; JONES, M. E.; KANEKO, T.; KNEISSL, R.; LANCASTER, K.; LASENBY, A.; MARSHALL, P.; NEWTON, F.; NORRIS, O.; NORTHROP, I.; POOLEY, G.; QUY, V.; SAUNDERS, R. D. E.; SCAIFE, A.; SCHOFIELD, J.; SCOTT, P.; SHAW, C.; TAYLOR, A. C.; TITTERINGTON, D.; VELIC’, M.; WALDRAM, E.; WEST, S.; WOOD, B.; YASSIN, G.; ZWART, J. High-significance Sunyaev-Zel’dovich measurement: Abell 1914 seen with the Arcminute Microkelvin Imager. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 369, p. L1–L4, June 2006. [54](#)
- ANDREANI, P.; PIZZO, L.; DALL’OGLIO, G.; WHYBORN, N.; BÖHRINGER, H.; SHAVER, P.; LEMKE, R.; OTAROLA, A.; NYMAN, L. A.; BOOTH, R. Looking for

the Sunyaev-Zel'dovich effect toward distant ROSAT clusters of galaxies.

Astrophysical Journal, v. 459, p. L49, Mar. 1996. [57](#)

BARDELLI, S.; PISANI, A.; RAMELLA, M.; ZUCCA, E.; ZAMORANI, G. A substructure analysis of the a3558 cluster complex. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 300, p. 589–598, Oct. 1998. [58](#)

BARTLETT, J. G. SZ surveys are coming: What should we do? **astro-ph:0606241**. Disponível em: <<http://www.arxiv.org>> Acesso em: Jan. 2007. [28](#)

_____. The Sunyaev-Zel'dovich effect and its uses. **Astrophysics and Space Science**, v. 290, p. 105–118, Feb. 2004. [26](#)

BATTYE, R. A.; WELLER, J. Constraining cosmological parameters using Sunyaev-Zel'dovich cluster surveys. **Physical Review D**, v. 68, n. 083506, Oct. 2003. [26](#)

BENNETT, C. L.; HILL, R. S.; HINSHAW, G.; NOLTA, M. R.; ODEGARD, N.; PAGE, L.; SPERGEL, D. N.; WEILAND, J. L.; WRIGHT, E. L.; HALPERN, M.; JAROSIK, N.; KOGUT, A.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; TUCKER, G. S.; WOLLACK, E. First-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Foreground emission. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 148, p. 97–117, Sept. 2003b. [28](#), [45](#), [46](#), [54](#), [69](#), [113](#)

BERSANELLI, M.; MAINO, D.; MENNELLA, A. Anisotropies of the cosmic microwave background. **Nuovo Cimento Rivista Serie**, v. 25, p. 1–82, Sept. 2002. [25](#)

BEVINGTON, P. R.; ROBINSON, D. K. **Data reduction and error analysis for the physical sciences**. 3. ed. Boston, MA: McGraw Hill, 2003.

BIRKINSHAW, M. The Sunyaev-Zel'dovich effect. **Physics Reports**, v. 310, p. 97–195, Mar. 1999. [26](#), [31](#), [51](#), [52](#), [55](#), [138](#)

BIRKINSHAW, M.; GULL, S. F.; NORTHOVER, K. J. E. Measurements of the gas contents of clusters of galaxies by observations of the background radiation at 10.6 GHz. II. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 197, p. 571–592, Nov. 1981. [55](#)

BIRKINSHAW, M.; HUGHES, J. P. A measurement of the Hubble constant from the X-ray properties and the Sunyaev-Zel'dovich effect of Abell 2218. **Astrophysical Journal**, v. 420, p. 33–43, Jan. 1994. [28](#)

BIRKINSHAW, M.; HUGHES, J. P.; ARNAUD, K. A. A measurement of the value of the Hubble constant from the X-ray properties and the Sunyaev-Zel'dovich effect of Abell 665. **Astrophysical Journal**, v. 379, p. 466–481, Oct. 1991. [28](#)

BÖHRINGER, H.; VOGES, W.; HUCHRA, J. P.; MCLEAN, B.; GIACCONI, R.; ROSATI, P.; BURG, R.; MADER, J.; SCHUECKER, P.; SIMIĆ, D.; KOMOSSA, S.; REIPRICH, T. H.; RETZLAFF, J.; TRÜMPER, J. The Northern ROSAT All-Sky (NORAS) galaxy cluster survey. I. X-ray properties of clusters detected as extended X-ray sources. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 129, p. 435–474, Aug. 2000. [70](#)

BONAMENTE, M.; LIEU, R.; JOY, M. K.; NEVALAINEN, J. H. The soft X-ray emission in a large sample of galaxy clusters with the ROSAT position sensitive proportional counter. **Astrophysical Journal**, v. 576, p. 688–707, Sept. 2002. [47](#)

BRIEL, U. G.; HENRY, J. P.; SCHWARZ, R. A.; BÖHRINGER, H.; EBELING, H.; EDGE, A. C.; HARTNER, G. D.; SCHINDLER, S.; TRUMPER, J.; VOGES, W. The X-ray morphology of the relaxed cluster of galaxies A2256. I – Evidence for a merger event. **Astronomy and Astrophysics**, v. 246, n. 1, p. L10–L13, June 1991. [56](#)

CARLSTROM, J. E.; HOLDER, G. P.; REESE, E. D. Cosmology with the Sunyaev-Zel'dovich effect. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 40, p. 643–680, 2002. [27](#), [28](#), [33](#), [42](#)

CAVALIERE, A.; DANESE, L.; de ZOTTI, G. Unborn clusters. **Astrophysical Journal**, v. 217, p. 6–15, Oct. 1977. [27](#)

CAVALIERE, A.; FUSCO-FEMIANO, R. X-rays from hot plasma in clusters of galaxies. **Astronomy and Astrophysics**, v. 49, p. 137–144, May 1976. [33](#)

CEN, R.; OSTRICKER, J. P. Where are the baryons? **Astrophysical Journal**, v. 514, p. 1–6, Mar. 1999. [132](#)

DANTAS, C. C.; CARVALHO, R. R. de; CAPELATO, H. V.; MAZURE, A. Evidence of substructure in the cluster of galaxies a3558. **Astrophysical Journal**, v. 485, p. 447, Aug. 1997. [58](#)

de PETRIS, M.; D'ALBA, L.; LAMAGNA, L.; MELCHIORRI, F.; ORLANDO, A.; PALLADINO, E.; REPHAELI, Y.; COLAFRANCESCO, S.; KREYSA, E.; SIGNORE, M. MITO measurements of the Sunyaev-Zel'dovich effect in the Coma cluster of galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 574, p. L119–L122, Aug. 2002. [54](#)

de ZOTTI, G.; BURIGANA, C.; CAVALIERE, A.; DANESE, L.; GRANATO, G. L.; LAPI, A.; PLATANIA, P.; SILVA, L. The Sunyaev-Zel'dovich effect as a probe of the galaxy formation process. Astro-ph/0401191. Jan. 2004. [26](#), [28](#)

DESERT, F.-X.; BENOIT, A.; GAERTNER, S.; BERNARD, J.-P.; CORON, N.; DELABROUILLE, J.; de MARCILLAC, P.; GIARD, M.; LAMARRE, J.-M.; LEFLOCH, B.; PUGET, J.-L.; SIRBI, A. Observations of the Sunyaev-Zel'dovich effect at high angular resolution towards the galaxy clusters A665, A2163 and CL0016+16. **New Astronomy**, v. 3, n. 8, p. 655–669, Dec. 1998. [52](#)

EBELING, H.; VOGES, W.; BÖHRINGER, H.; EDGE, A. C.; HUCHRA, J. P.; BRIEL, U. G. Properties of the X-ray-brightest Abell-type clusters of galaxies (XBACs) from ROSAT All-Sky Survey data – I. the sample. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 281, p. 799–829, Aug. 1996. [28](#), [48](#)

ESCALERA, E.; BIVIANO, A.; GIRARDI, M.; GIURICIN, G.; MARDIROSSIAN, F.; MAZURE, A.; MEZZETTI, M. Structures in galaxy clusters. **Astrophysical Journal**, v. 423, p. 539, Mar. 1994. [57](#)

FABIAN, A. C. Cooling flows in clusters of galaxies. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 32, p. 277–318, 1994. [48](#)

FAN, Z.; CHIUEH, T. Determining the geometry and the cosmological parameters of the Universe through Sunyaev-Zel'dovich effect cluster counts. **Astrophysical Journal**, v. 550, p. 547–553, Apr. 2001. [28](#)

FLIN, P.; KRYWULT, J. Substructures in abell clusters of galaxies. **Astronomy and Astrophysics**, v. 450, p. 9–14, Apr. 2006. [51](#), [52](#), [53](#), [54](#), [55](#), [56](#), [57](#), [58](#)

FORMAN, W.; JONES, C. X-ray-imaging observations of clusters of galaxies. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 20, p. 547–585, 1982. [141](#)

FOSALBA, P.; GAZTANAGA, E. Measurement of the gravitational potential evolution from the cross-correlation between WMAP and the APM galaxy survey. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 350, p. L37–L41, May 2004. [28](#), [70](#)

FOSALBA, P.; GAZTANAGA, E.; CASTANDER, F. J. Detection of the integrated Sachs-Wolfe and Sunyaev-Zel'dovich effects from the Cosmic Microwave Background-Galaxy Correlation. **Astrophysical Journal**, v. 597, p. L89–L92, Nov. 2003. [28](#)

GAMOW, G. The origin of elements and the separation of galaxies. **Physical Review**, v. 74, p. 505–506, Aug. 1948. [25](#)

GELLER, M. J.; BEERS, T. C. Substructure within clusters of galaxies. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 94, p. 421–439, June 1982. [52](#), [55](#), [109](#)

- GIRARDI, M.; ESCALERA, E.; FADDA, D.; GIURICIN, G.; MARDIROSSIAN, F.; MEZZETTI, M. Optical substructures in 48 galaxy clusters: New insights from a multiscale analysis. **Astrophysical Journal**, v. 482, p. 41–62, June 1997. [51](#), [52](#), [53](#), [54](#), [56](#), [57](#), [58](#)
- GODLOWSKI, W.; BAIER, F. W.; MACGILLIVRAY, H. T. Substructures and galaxy orientations in clusters: I - The cluster Abell 754. **Astronomy and Astrophysics**, v. 339, p. 709–718, Nov. 1998. [52](#)
- 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. **Astrophysical Journal**, v. 622, p. 759–771, Apr. 2005. [45](#), [46](#)
- GRAINGE, K.; JONES, M.; POOLEY, G.; SAUNDERS, R.; BAKER, J.; HAYNES, T.; EDGE, A. A resolved image of the Sunyaev-Zel'dovich effect in Abell 1413. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 278, p. L17–L22, Jan. 1996. [52](#), [53](#), [54](#)
- GRAINGE, K.; JONES, M. E.; POOLEY, G.; SAUNDERS, R.; EDGE, A.; GRAINGER, W. F.; KNEISSEL, R. Measuring the Hubble constant from Ryle Telescope and X-ray observations, with application to Abell 1413. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 333, p. 318–326, June 2002. [28](#), [53](#)
- GREGO, L.; CARLSTROM, J. E.; REESE, E. D.; HOLDER, G. P.; HOLZAPFEL, W. L.; JOY, M. K.; MOHR, J. J.; PATEL, S. Galaxy cluster gas mass fractions from Sunyaev-Zel'dovich effect measurements: Constraints on ω_m . **Astrophysical Journal**, v. 552, p. 2–14, May 2001. [28](#), [139](#)
- GREGORY, P. C.; SCOTT, W. K.; DOUGLAS, K.; CONDON, J. J. The GB6 Catalog of Radio Sources. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 103, p. 427, Apr. 1996. [51](#)
- GRIFFITH, M. R.; WRIGHT, A. E.; BURKE, B. F.; ETERS, R. D. The Parkes-MIT-NRAO (PMN) surveys. 3: Source catalog for the tropical survey (-29 deg less than δ less than -9 deg .5). **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 90, p. 179–295, Jan. 1994. [51](#)
- GUNN, J. E. The Friedmann models and optical observations in cosmology. In: SAAS-FEE ADVANCED COURSE: OBSERVATIONAL COSMOLOGY ADVANCED COURSE, 8., 1978. **Proceedings...** Sauverny, Switzerland, Geneva Observatory. p. 1. [27](#)

HARRISON, E. **Cosmology** – the science of the universe. 2. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. [131](#)

HERBIG, T.; BIRKINSHAW, M. Discovery of a radio halo source in Abell 2163. In: AMERICAN ASTRONOMICAL SOCIETY: 185TH AAS MEETING, 53.07, 185., 1994. **Bulletin...** Tucson, AZ. p. 1403. [25](#), [26](#)

HERBIG, T.; LAWRENCE, C. R.; READHEAD, A. C. S.; GULKIS, S. A measurement of the Sunyaev-Zel'dovich effect in the Coma cluster of galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 449, p. L5, Aug. 1995. [54](#), [69](#)

HERNÁNDEZ-MONTEAGUDO, C.; GENOVA-SANTOS, R.; ATRIO-BARANDELA, F. The effect of hot gas in the first-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) data. **Astrophysical Journal**, v. 613, p. L89–L92, Oct. 2004. [28](#), [70](#)

HERNÁNDEZ-MONTEAGUDO, C.; RUBINO-MARTÍN, J. A. On the presence of thermal Sunyaev-Zel'dovich induced signal in the first-year WMAP temperature maps. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 347, p. 403–410, Jan. 2004. [28](#), [70](#)

HINSHAW, G.; NOLTA, M. R.; BENNETT, C. L.; BEAN, R.; DORE', O.; GREASON, M. R.; HALPERN, M.; HILL, R. S.; JAROSIK, N.; KOGUT, A.; KOMATSU, E.; LIMON, M.; ODEGARD, N.; MEYER, S. S.; PAGE, L.; PEIRIS, H. V.; SPERGEL, D. N.; TUCKER, G. S.; VERDE, L.; WEILAND, J. L.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Three-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Temperature analysis. Aceito pelo **Astrophysical Journal**. Mar. 2006. [17](#), [37](#), [38](#), [45](#), [46](#), [54](#), [68](#), [69](#), [113](#)

HOGG, D. W. Distance measures in cosmology. **astro-ph:9905116**. Disponível em: <http://www.arxiv.org> Acesso em: Jan. 2007. [139](#), [140](#)

HOLZAPFEL, W. L.; ARNAUD, M.; ADE, P. A. R.; CHURCH, S. E.; FISCHER, M. L.; MAUSKOPF, P. D.; REPHAELI, Y.; WILBANKS, T. M.; LANGE, A. E. Measurement of the Hubble constant from X-ray and 2.1 millimeter observations of Abell 2163. **Astrophysical Journal**, v. 480, p. 449, May 1997. [28](#), [54](#), [138](#)

HU, W.; SUGIYAMA, N.; SILK, J. The physics of microwave background anisotropies. **Nature**, v. 386, p. 37–43, 1997. [25](#)

HUGHES, J. P.; BIRKINSHAW, M. A measurement of the Hubble constant from the X-ray properties and the Sunyaev-Zel'dovich effect of CL0016+16. **Astrophysical Journal**, v. 501, p. 1, July 1998. [28](#)

ITOH, N.; KOHYAMA, Y.; NOZAWA, S. Relativistic corrections to the Sunyaev-Zel'dovich effect for clusters of galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 502, p. 7, July 1998. [36](#)

JAROSIK, N.; BARNES, C.; GREASON, M. R.; HILL, R. S.; NOLTA, M. R.; ODEGARD, N.; WEILAND, J. L.; BEAN, R.; BENNETT, C. L.; DORE', O.; HALPERN, M.; HINSHAW, G.; KOGUT, A.; KOMATSU, E.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; PAGE, L.; SPERGEL, D. N.; TUCKER, G. S.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Three-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Beam profiles, data processing, radiometer characterization and systematic error limits. Aceito pelo **Astrophysical Journal**. Mar. 2006. [45](#), [64](#)

JONES, C.; FORMAN, W. Einstein observatory images of clusters of galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 511, p. 65–83, Jan. 1999. [109](#)

JONES, M. E.; EDGE, A. C.; GRAINGE, K.; GRAINGER, W. F.; KNEISSEL, R.; POOLEY, G. G.; SAUNDERS, R.; MIYOSHI, S. J.; TSURUTA, T.; YAMASHITA, K.; TAWARA, Y.; FURUZAWA, A.; HARADA, A.; HATSUKADE, I. h_0 from an orientation-unbiased sample of Sunyaev-Zel'dovich and X-ray clusters. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 357, p. 518–526, Feb. 2005. [28](#), [53](#), [55](#)

KEMPNER, J. C.; SARAZIN, C. L.; RICKER, P. M. Chandra observations of subcluster mergers, radio relics, and the cooling flow - radio source interactions in Abell 85. In: AMERICAN ASTRONOMICAL SOCIETY: 197TH AAS MEETING, 106.03, 197., 2000. **Bulletin...** San Diego, CA. p. 1579. [51](#)

KLEIN, U.; REPHAELI, Y.; SCHLICKEISER, R.; WIELEBINSKI, R. Measurement of the Sunyaev-Zel'dovich effect towards the A2218 cluster of galaxies. **Astronomy and Astrophysics**, v. 244, p. 43–47, Apr. 1991. [55](#)

KOLOKOTRONIS, V.; BASILAKOS, S.; PLIONIS, M.; GEORGANTOPOULOS, I. Searching for cluster substructure using APM and ROSAT data. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 320, p. 49–60, Jan. 2001. [52](#), [57](#), [58](#), [59](#), [109](#)

KOMATSU, E.; SELJAK, U. The Sunyaev-Zel'dovich angular power spectrum as a probe of cosmological parameters. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 336, p. 1256–1270, Nov. 2002. [15](#), [39](#), [41](#)

KOMPANEETS, A. S. The establishment of thermal equilibrium between quanta and electrons. **Soviet Physics JETP**, v. 4, p. 730, 1957. [31](#)

KRYWULT, J.; MACGILLIVRAY, H. T.; FLIN, P. Investigation of subclustering in 18 rich clusters of galaxies using wavelet analysis. **Astronomy and Astrophysics**, v. 351, p. 883–892, Nov. 1999. [52](#), [54](#), [109](#)

LAKE, G.; PARTRIDGE, R. B. Microwave search for ionized gas in clusters of galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 237, p. 378–389, Apr. 1980. [55](#)

LANCASTER, K.; GENOVA-SANTOS, R.; FALCÒN, N.; GRAINGE, K.; GUTIÉRREZ, C.; KNEISSEL, R.; MARSHALL, P.; POOLEY, G.; REBOLO, R.; RUBINO-MARTIN, J.-A.; SAUNDERS, R. D. E.; WALDRAM, E.; WATSON, R. A. Very Small Array observations of the Sunyaev-Zel'dovich effect in nearby galaxy clusters. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 359, p. 16–30, May 2005. [28](#), [52](#), [56](#), [112](#)

LAROQUE, S.; BONAMENTE, M.; CARLSTROM, J. E.; JOY, M.; REESE, E. D. Measuring cluster gas mass fractions with X-ray, Sunyaev-Zel'dovich effect, and weak lensing data. In: IAU COLLOQ. : OUTSKIRTS OF GALAXY CLUSTERS: INTENSE LIFE IN THE SUBURBS, 195., 2004. **Proceedings...** Atlanta, GA. p. 163–165. [27](#)

LIEU, R.; MITTAZ, J. P. D.; ZHANG, S.-N. The Sunyaev-Zel'dovich effect in a sample of 31 clusters: A comparison between the X-ray predicted and WMAP observed cosmic microwave background temperature decrement. **Astrophysical Journal**, v. 648, p. 176–199, Sept. 2006. [17](#), [19](#), [23](#), [29](#), [47](#), [48](#), [50](#), [61](#), [62](#), [69](#), [70](#), [71](#), [84](#), [87](#), [88](#), [102](#), [104](#), [107](#), [109](#), [110](#), [111](#), [113](#), [114](#), [115](#)

MADDOX, S. J.; EFSTATHIOU, G.; SUTHERLAND, W. J.; LOVEDAY, J. Galaxy correlations on large scales. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 242, p. 43P–47P, Jan. 1990. [28](#)

MAJUMDAR, S.; SUBRAHMANYAN, R. Constraints on structure formation models from the Sunyaev-Zel'dovich effect. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 312, p. 724–732, Mar. 2000. [26](#), [28](#)

MASON, B. S.; MYERS, S. T. Mass models and Sunyaev-Zel'dovich effect predictions for a flux-limited sample of 22 nearby X-ray clusters. **Astrophysical Journal**, v. 540, p. 614–633, Sept. 2000. [17](#), [19](#), [23](#), [29](#), [31](#), [37](#), [47](#), [48](#), [50](#), [61](#), [62](#), [68](#), [71](#), [87](#), [88](#), [102](#), [104](#), [107](#), [109](#), [110](#), [111](#), [113](#), [114](#), [115](#)

MASON, B. S.; MYERS, S. T.; READHEAD, A. C. S. An improved measurement of the Hubble constant from the Sunyaev-Zel'dovich effect. Aceito pelo **Astrophysical Journal Letters**. 2001. [28](#), [52](#)

- MATHER, J. C.; FIXSEN, D. J.; SHAFER, R. A.; MOSIER, C.; WILKINSON, D. T. Calibrator design for the COBE Far-Infrared Absolute Spectrophotometer (FIRAS). **Astrophysical Journal**, v. 512, p. 511–520, Feb. 1999. [25](#), [61](#), [131](#), [132](#)
- MAUSKOPF, P. D.; ADE, P. A. R.; ALLEN, S. W.; CHURCH, S. E.; EDGE, A. C.; GANGA, K. M.; HOLZAPFEL, W. L.; LANGE, A. E.; ROWND, B. K.; PHILHOUR, B. J.; RUNYAN, M. C. A determination of the Hubble constant using measurements of X-ray emission and the Sunyaev-Zel'dovich effect at millimeter wavelengths in the cluster Abell 1835. **Astrophysical Journal**, v. 538, p. 505–516, Aug. 2000. [28](#)
- MEYER, S. S.; JEFFRIES, A. D.; WEISS, R. A search for the Sunyaev-Zel'dovich effect at millimeter wavelengths. **Astrophysical Journal**, v. 271, p. L1–L4, Aug. 1983. [54](#)
- MOHR, J. J.; FABRICANT, D. G.; GELLER, M. J. An x-ray method for detecting substructure in galaxy clusters - application to perseus, a2256, centaurus, coma, and sersic 40/6. **Astrophysical Journal**, v. 413, p. 492–505, Aug. 1993. [56](#), [57](#)
- MOLNAR, S. M.; BIRKINSHAW, M.; MUSHOTZKY, R. F. Constraints in cosmological parameter space from the Sunyaev-Zel'dovich effect and Thermal Bremsstrahlung. **Astrophysical Journal**, v. 570, p. 1–16, May 2002. [26](#)
- MUSHOTZKY, R. F.; SCHARF, C. A. The luminosity-temperature relation at $z=0.4$ for clusters of galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 482, p. L13, June 1997. [31](#)
- MYERS, A. D.; SHANKS, T.; OUTRAM, P. J.; FRITH, W. J.; WOLFENDALE, A. W. Evidence for an extended Sunyaev-Zel'dovich effect in WMAP data. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 347, p. L67–L72, Feb. 2004. [28](#)
- MYERS, S. T.; BAKER, J. E.; READHEAD, A. C. S.; LEITCH, E. M.; HERBIG, T. Measurements of the Sunyaev-Zel'dovich effect in the nearby clusters A478, A2142, and A2256. **Astrophysical Journal**, v. 485, p. 1, Aug. 1997. [27](#), [28](#), [55](#), [56](#)
- NOZAWA, S.; ITOH, N.; KAWANA, Y.; KOHYAMA, Y. Relativistic corrections to the Sunyaev-Zel'dovich effect for clusters of galaxies. IV. analytic fitting formula for the numerical results. **Astrophysical Journal**, v. 536, p. 31–35, June 2000. [36](#)
- PADMANABHAN, T. Dark Energy: the cosmological challenge of the millennium. **astro-ph:0411044**. Disponível em: <http://www.arxiv.org> Acesso em: Jan. 2007. [28](#)
- PAGE, L.; BARNES, C.; HINSHAW, G.; SPERGEL, D. N.; WEILAND, J. L.; WOLLACK, E.; BENNETT, C. L.; HALPERN, M.; JAROSIK, N.; KOGUT, A.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; TUCKER, G. S.; WRIGHT, E. L. First-year Wilkinson

Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Beam profiles and window functions. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 148, p. 39–50, Sept. 2003. [46](#), [90](#)

PAGE, L.; HINSHAW, G.; KOMATSU, E.; NOLTA, M. R.; SPERGEL, D. N.; BENNETT, C. L.; BARNES, C.; BEAN, R.; DORE', 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. Aceito pelo **Astrophysical Journal**. Mar. 2006. [45](#)

PARTRIDGE, R. B. **3K**: the cosmic microwave background radiation. 1. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.

PATEL, S. K.; JOY, M.; CARLSTROM, J. E.; HOLDER, G. P.; REESE, E. D.; GOMEZ, P. L.; HUGHES, J. P.; GREGO, L.; HOLZAPFEL, W. L. The distance and mass of the galaxy cluster Abell 1995 derived from Sunyaev-Zel'dovich effect and X-ray measurements. **Astrophysical Journal**, v. 541, p. 37–48, Sept. 2000. [28](#)

PENZIAS, A. A.; WILSON, R. W. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. **Astrophysical Journal**, v. 142, p. 419–421, Sept. 1965. [25](#)

REESE, E. D.; CARLSTROM, J. E.; JOY, M.; MOHR, J. J.; GREGO, L.; HOLZAPFEL, W. L. Determining the cosmic distance scale from interferometric measurements of the Sunyaev-Zel'dovich effect. **Astrophysical Journal**, v. 581, p. 53–85, Dec. 2002. [28](#)

REFREGIER, A.; SPERGEL, D. N.; HERBIG, T. Extragalactic foregrounds of the Cosmic Microwave Background: Prospects for the MAP mission. **Astrophysical Journal**, v. 531, p. 31–41, Mar. 2000. [137](#)

REPHAELI, Y. The extent of beam dilution in measurements of the Zel'dovich-Sunyaev effect. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 228, p. 29P–33P, Oct. 1987. [70](#)

_____. Comptonization of the Cosmic Microwave Background: The Sunyaev-Zel'dovich effect. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 33, p. 541–580, 1995. [26](#), [31](#), [36](#), [38](#)

REPHAELI, Y.; LAHAV, O. Peculiar cluster velocities from measurements of the kinematic Sunyaev-Zel'dovich effect. **Astrophysical Journal**, v. 372, p. 21–24, May 1991. [26](#)

- RICH, J. **Fundamentals of cosmology**. 1. ed. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 2001.
- RUDNICK, L. Ionized gas in X-ray clusters of galaxies – radio limits. **Astrophysical Journal**, v. 223, p. 37–46, July 1978. [56](#)
- RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**. 1. ed. New York, EUA: Jonh Wiley & Sons, Inc., 1979. [31](#)
- RYDEN, B. **Introduction to cosmology**. 1. ed. San Francisco, CA: Addison Wesley, 2003.
- SACHS, R. K.; WOLFE, A. M. Perturbations of a cosmological model and angular variations of the microwave background. **Astrophysical Journal**, v. 147, p. 73, Jan. 1967. [25](#), [28](#)
- SAUNDERS, R.; KNEISSEL, R.; GRAINGE, K.; GRAINGER, W. F.; JONES, M. E.; MAGGI, A.; DAS, R.; EDGE, A. C.; LASENBY, A. N.; POOLEY, G. G.; MIYOSHI, S. J.; TSURUTA, T.; YAMASHITA, K.; TAWARA, Y.; FURUZAWA, A.; HARADA, A.; HATSUKADE, I. A measurement of h_0 from Ryle Telescope, ASCA and ROSAT observations of Abell 773. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 341, p. 937–940, May 2003. [28](#)
- SAZONOV, S. Y.; SUNYAEV, R. A. Cosmic Microwave Background radiation in the direction of a moving cluster of galaxies with hot gas: Relativistic corrections. **Astrophysical Journal**, v. 508, p. 1–5, Nov. 1998. [36](#)
- SCHUECKER, P.; BÖHRINGER, H.; REIPRICH, T. H.; FERETTI, L. A systematic study of X-ray substructure of galaxy clusters detected in the ROSAT All-Sky Survey. **Astronomy and Astrophysics**, v. 378, p. 408–427, Nov. 2001. [51](#), [52](#), [53](#), [54](#), [55](#), [56](#), [57](#), [58](#), [59](#)
- SERNA, A.; GERBAL, D. Dynamical search for substructures in galaxy clusters. a hierarchical clustering method. **Astronomy and Astrophysics**, v. 309, p. 65–74, May 1996. [56](#)
- SILK, J.; WHITE, S. D. M. The determination of q_0 using X-ray and microwave observations of galaxy clusters. **Astrophysical Journal**, v. 226, p. L103–L106, Dec. 1978. [27](#)
- SILVERBERG, R. F.; CHENG, E. S.; COTTINGHAM, D. A.; FIXSEN, D. J.; INMAN, C. A.; KOWITT, M. S.; MEYER, S. S.; PAGE, L. A.; PUCHALLA, J. L.; REPHAELI,

Y. Millimeter/submillimeter search for the Sunyaev-Zel'dovich effect in the Coma cluster. **Astrophysical Journal**, v. 485, p. 22, Aug. 1997. [54](#)

SLEZAK, E.; DURRET, F.; GERBAL, D. A wavelet analysis search for substructures in eleven x-ray clusters of galaxies. **Astronomical Journal**, v. 108, p. 1996–2008, Dec. 1994. [52](#), [53](#), [55](#), [56](#), [58](#), [59](#)

SPERGEL, D. N.; BEAN, R.; DORE', O.; NOLTA, M. R.; BENNETT, C. L.; HINSHAW, G.; JAROSIK, N.; KOMATSU, E.; PAGE, L.; V. PEIRIS, H.; VERDE, L.; BARNES, C.; HALPERN, M.; HILL, R. S.; KOGUT, A.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; ODEGARD, N.; TUCKER, G. S.; WEILAND, J. L.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) three year results: Implications for cosmology. Aceito pelo **Astrophysical Journal**. Mar. 2006. [45](#), [61](#)

SPRINGEL, V.; WHITE, M.; HERNQUIST, L. Hydrodynamic simulations of the Sunyaev-Zel'dovich effect(s). **Astrophysical Journal**, v. 549, p. 681–687, Mar. 2001. [16](#), [42](#)

SUNYAEV, R. A.; ZEL'DOVICH, Y. B. Distortions of the background radiation spectrum. **Nature**, v. 223, p. 721, Aug. 1969. [25](#), [31](#)

_____. The spectrum of primordial radiation, its distortions and their significance. **Comments on Astrophysics and Space Physics**, v. 2, p. 66, Mar. 1970. [26](#)

_____. The observations of relic radiation as a test of the nature of X-ray radiation from the clusters of galaxies. **Comments on Astrophysics and Space Physics**, v. 4, p. 173, Nov. 1972. [26](#)

_____. Microwave background radiation as a probe of the contemporary structure and history of the universe. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 18, p. 537–560, 1980a. [26](#), [31](#)

_____. The velocity of clusters of galaxies relative to the microwave background – The possibility of its measurement. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 190, p. 413–420, Feb. 1980b. [26](#)

TOFFOLATTI, L.; GOMEZ, F. A.; de ZOTTI, G.; MAZZEI, P.; FRANCESCHINI, A.; DANESE, L.; BURIGANA, C. Extragalactic source counts and contributions to the anisotropies of the cosmic microwave background: predictions for the Planck Surveyor mission. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 297, p. 117–127, June 1998. [90](#)

- TRUSHKIN, S. Radio spectra of the WMAP catalog sources. **Bulletin Special Astrophysical Observatory**, v. 55, p. 90–132, Mar. 2003. [39](#), [90](#)
- TSUBOI, M.; MIYAZAKI, A.; KASUGA, T.; MATSUO, H.; KUNO, N. Measurement of the Sunyaev-Zel'dovich effect toward Abell 2218 at 36 GHz. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 50, p. 169–173, Feb. 1998. [55](#)
- TYTLER, D.; O'MEARA, J. M.; SUZUKI, N.; LUBIN, D. Review of big bang nucleosynthesis and primordial abundances. **Physica Scripta Volume T**, T85, p. 12, 2000. [131](#)
- UYANIKER, B.; REICH, W.; SCHLICKEISER, R.; WIELEBINSKI, R. Sunyaev-Zel'dovich effect measured towards Abell cluster A2218. **Astronomy and Astrophysics**, v. 325, p. 516–522, Sept. 1997. [55](#)
- WEINBERG, S. **The first three minutes**: a modern view of the origin of the universe. 2. ed. New York: Basic Books, 1993.
- WELLER, J.; BATTYE, R. A. Constraining dark energy using Sunyaev-Zel'dovich cluster surveys. **New Astronomy Review**, v. 47, p. 775–779, Nov. 2003. [28](#)
- WELLER, J.; BATTYE, R. A.; KNEISSEL, R. Constraining dark energy with Sunyaev-Zel'dovich cluster surveys. **Physical Review Letters**, v. 88, n. 231301, June 2002. [28](#)
- WHITE, D. A.; JONES, C.; FORMAN, W. An investigation of cooling flows and general cluster properties from an X-ray image deprojection analysis of 207 clusters of galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 292, p. 419, Dec. 1997. [52](#)
- WHITE, M.; SCOTT, D.; SILK, J. Anisotropies in the Cosmic Microwave Background. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 32, p. 319–370, 1994. [25](#)
- WHITE, S. D. M.; NAVARRO, J. F.; EVRARD, A. E.; FRENK, C. S. The baryon content of galaxy clusters - a challenge to cosmological orthodoxy. **Nature**, v. 366, p. 429, Dec. 1993. [141](#)
- YUAN, Q. R.; YAN, P. F.; YANG, Y. B.; ZHOU, X. Merger dynamics of the pair of galaxy clusters a399 and a401. **cjaa**, v. 5, p. 126–136, abr 2005. [52](#)

A MODELO COSMOLÓGICO PADRÃO

A história da cosmologia mostra que em todas as épocas e em todas as sociedades os indivíduos tentam explicar, e acreditam ter descoberto, a verdade sobre a natureza do Universo. Porém a forma, ou modelo, utilizada para descrever o Universo muda drasticamente de época para época, de civilização para civilização. Ao longo da história da humanidade vários modelos já existiram, tais como modelos que misturam mitologia com observações, modelo geocêntrico de Aristóteles, heliocêntrico de Copérnico, e mais recentemente, modelos que se baseiam em leis físicas sofisticadas para descrever o universo¹ observável. Cada modelo representa a forma como indivíduos em diferentes sociedades e épocas enxergam o Universo, e como estes tentam responder as questões mais fundamentais como “De onde viemos?”, “Quem somos?”, “Para onde vamos?”, “Onde estamos?” fazendo uso do conhecimento disponível naquele momento.

Hoje dispõe-se da Teoria da Relatividade Geral de Einstein, e de um conhecimento sem precedentes na área de física de partículas. Com essas ferramentas foi desenvolvido um modelo para o universo, conhecido como Modelo Cosmológico Padrão. O universo observado à luz deste modelo encontra-se em expansão e é permeado por um campo de radiação com temperatura de 2,725 K (MATHER *et al.*, 1999), relíquia de um estado muito quente e denso do qual este universo se originou. Antes de descrever este modelo, o que é o objetivo deste apêndice, vale a pena refletir sobre a frase de Harrison (2000), em seu livro “*Cosmology, the Science of the Universe*”:

Proud of their knowledge and confident of its final truth, the members of a society pity the ignorance of their ancestors and fail to foresee that their descendants will also pity them for their ignorance.

A.1 Composição do Universo

O universo é composto por bárions, elétrons, fótons, neutrinos, matéria escura e energia escura, estes dois últimos de natureza desconhecida. A densidade de energia correspondente a cada um desses componentes, normalizada pela *densidade crítica* (a ser definida na Seção A.2) são geralmente denotadas como Ω_b (bárions), Ω_M (bárions e matéria escura), Ω_R (fótons e neutrinos), e Ω_Λ (energia escura).

A densidade de massa bariônica normalizada pela densidade crítica estimada a partir da teoria de nucleossíntese (Seção A.3) é (TYTLER *et al.*, 2000)

¹Aqui faz-se uso da distinção entre universo e Universo, a mesma usada por Harrison (2000); universo representa o Universo como visto através de um determinado modelo. Assim, evita-se a pretensão implícita de que conhecemos a verdade sobre o Universo.

$$\Omega_b = (0,04 \pm 0,01)h_{70}^{-2}$$

em que h_{70} é dado por $H_0/(70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$, sendo H_0 a constante de Hubble, que corresponde à atual taxa de expansão do universo. Esta estimativa é cerca de uma ordem de magnitude maior que o valor observado considerando a massa bariônica contida nas estrelas. A maior parte dos bárions está na verdade presente no meio intergaláctico, em forma de gás ionizado (CEN; OSTRIKER, 1999).

Evidências observacionais indicam que além da massa bariônica, existe também um outro tipo de matéria, conhecida como matéria escura que não interage com fótons. A observação de aglomerados cuja massa bariônica existente não é suficiente para mantê-los gravitacionalmente ligados e de curvas de rotação de galáxias com comportamento não-Kepleriano indicam que a densidade de energia da matéria escura normalizada pela densidade crítica Ω_{ME} é uma ordem de grandeza maior que a de massa bariônica, compondo cerca de 95% da massa não relativística total existente.

$$\Omega_M \sim \Omega_{ME} \sim 0,3$$

Existem várias partículas “candidatas” a matéria escura, porém isto não será discutido aqui.

As partículas mais abundantes do universo são os fótons da radiação cósmica de fundo. Estes fótons possuem um espectro de corpo negro à temperatura de 2,75 K (MATHER *et al.*, 1999), com pequenos desvios de temperatura da ordem de 10^{-5} . A densidade de energia do fótons normalizada pela densidade crítica é $\Omega_\gamma = 5,06 h_{70}^{-2} \times 10^{-5}$. Os fótons contém praticamente toda a entropia do universo.

Os neutrinos são partículas relativísticas que praticamente não possuem massa e interagem muito pouco com outras partículas. Estes são também abundantes, sendo a razão de densidade numérica de fótons e neutrinos $n_\gamma = (3/11) n_\nu$, em que γ indica os fótons e ν os neutrinos. A temperatura dos neutrinos é um pouco menor que a dos fótons, sendo $T_\nu = (4/11)^{1/3} T_\gamma$ e sua densidade de energia normalizada pela densidade crítica é $\Omega_\nu = 1,15 h_{70}^{-2} \times 10^{-5}$. Somando-se a densidade de energia dos fótons e neutrinos, obtemos a densidade de energia das partículas relativísticas normalizada pela densidade crítica,

$$\Omega_R = 6,31 h_{70}^{-2} \times 10^{-5}$$

Finalmente, a energia escura é a componente do universo que atualmente domina a sua dinâmica, pois sua densidade de energia normalizada pela densidade crítica é dominante sobre as outras. Cerca de 70 % da energia do universo se encontra em forma de energia escura, sendo

$$\Omega_\Lambda \approx 0,7$$

Esta energia é atribuída ao vácuo, o que significa que não está associada a nenhum tipo de partícula. Isto implica em que a sua densidade de energia ρ_Λ é constante ao longo do tempo por não sofrer diluição pela expansão do universo.

Considerando os valores de densidades de energia normalizadas pela densidade crítica aqui dadas, conclui-se que o universo atual é dominado pela matéria não relativística (30 %, em sua maior parte em forma de matéria escura) e pela energia escura (70 %).

A.2 A Dinâmica do Universo

O primeiro a observar a expansão do universo foi Edwin Hubble em 1929. Observando galáxias distantes, Hubble percebeu que o espectro da luz emitido por estas apresenta um deslocamento sistemático para frequências maiores que é proporcional à distância até a galáxia. Hubble atribuiu este avermelhamento (*redshift*) ao efeito Doppler causado pela velocidade de recessão destas galáxias. Hoje existem várias outras evidências observacionais de que de fato o universo está em expansão, porém esta foi interpretada de forma errônea por Hubble. O *redshift* que Hubble observou corresponde na verdade ao efeito que a expansão do próprio espaço-tempo causa no comprimento de onda dos fótons. Esta expansão é caracterizada pelo *fator de escala* $a(t)$, o qual relaciona distâncias físicas com distâncias em coordenadas comóveis² $r(\chi)$ em um dado tempo t

$$R(t) = a(t)r(\chi) \tag{A.1}$$

Conhecer a dinâmica do universo implica em conhecer como $a(t)$ evolui com o tempo.

O intervalo espaço-tempo $d\tau$ que separa dois eventos é dado por uma determinada métrica, que por sua vez, depende da geometria do espaço-tempo. Considerando-se que o universo é homogêneo e isotrópico, considerando esta conhecida como *princípio cosmológico*, é possível obter uma equação que determina o intervalo $d\tau$, conhecida como métrica de

²A coordenada comóvel de um objeto não se altera com a expansão do universo, considerando que a expansão ocorra de forma homogênea e isotrópica.

Robertson-Walker

$$d\tau^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left(\frac{d\chi^2}{1 - k\chi^2} + r(\chi)^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right) \quad (\text{A.2})$$

em que k determina a curvatura do espaço-tempo, podendo assumir os valores -1 , 0 e $+1$. χ , θ e ϕ correspondem à distância dada em coordenadas comóveis, à altura e azimute de um objeto no céu, respectivamente. A função $r(\chi)$ depende da curvatura do espaço-tempo. Em um universo plano ($k = 0$), $r = \chi$.

Utilizando a métrica [A.2](#) nas equações de campo de Einstein, as quais relacionam energia com a curvatura do espaço-tempo, obtém-se as equações de Friedmann-Lemaître

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} + \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 H_0^2 (1 - \Omega_T) \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right) \quad (\text{A.4})$$

em que ρ é a densidade total de energia no universo e Ω_T representa esta mesma densidade normalizada pela densidade crítica. a_0 e H_0 correspondem ao fator de escala e à taxa de expansão atual do universo, também chamada de constante de Hubble. Λ é a constante cosmológica, P é a pressão total exercida pela radiação e G é a constante gravitacional.

As equações [\(A.3\)](#) e [\(A.4\)](#) determinam como o fator de escala evolui com o tempo, ou seja, determinam a dinâmica do universo. Escrevendo a primeira equação da forma

$$\frac{\dot{a}}{a} = H_0 \left(\Omega_R a^{-4} + \Omega_M a^{-3} + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_T) a^{-2} \right)^{1/2} \quad (\text{A.5})$$

em que $\Omega_T = \Omega_M + \Omega_R + \Omega_\Lambda$, fica mais evidente a dependência da dinâmica do universo com a densidade de energia existente neste.

Dada a evolução do fator de escala, é possível determinar a evolução dos parâmetros cosmológicos, que em um dado t são descritos por

$$H(t) = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right) \quad (\text{A.6})$$

$$\rho_c(t) = \frac{3H(t)^2}{8\pi G} \quad (\text{A.7})$$

$$\Omega_i = \frac{\rho_i(t)}{\rho_c(t)} \quad (\text{A.8})$$

$$q(t) = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} \quad (\text{A.9})$$

Os parâmetros H_0 , Ω_i usados até então correspondem aos valores atuais das quantidades dadas acima. $q(t)$ corresponde ao parâmetro de desaceleração e ρ_c corresponde à densidade crítica do universo, que é a densidade de energia contida no universo para $k = 0$ (universo plano).

A dependência dos parâmetros de densidade Ω_i depende do tipo de energia que estes representam. A matéria não relativística sofre diluição devido à expansão do volume do universo, sendo $\rho_M(t) = \rho_{c0}\Omega_M a(t)^{-3}$. A energia em forma de partículas relativísticas, além de sofrer a diluição volumétrica, tem também sua energia alterada, e a alteração no seu comprimento de onda é dada por $\lambda(t) \propto a(t)$. Assim $\rho_R(t) = \rho_{c0}\Omega_R a(t)^{-4}$. A densidade de energia de vácuo, como já mencionado na Seção A.1, não sofre diluição, portanto $\rho_\Lambda(t) = \rho_{c0}\Omega_\Lambda$.

Como os parâmetros Ω_i correspondem à densidade normalizada pela densidade crítica, então usando (A.5), é possível escrever

$$\Omega_i(t) = \frac{8\pi G}{3(\dot{a}/a)^2} \rho_i(t) \quad (\text{A.10})$$

chegando em que os parâmetros cosmológicos evoluem da forma dada por

$$\Omega_i(t) \approx \frac{\Omega_i a^{-n}}{\Omega_M a^{-3} + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_T) a^{-2}} \quad (\text{A.11})$$

em que $n = 3$ para matéria não relativística, $n = 4$ para a radiação e $n = 0$ para a energia escura.

A.3 História Térmica do Universo

O modelo descrito até aqui prevê que o universo surgiu de um estado de densidade e temperatura muito elevadas. Em tais condições, o que havia era um fluido de partículas em constante interação. Para temperaturas suficientemente altas, a formação e aniquilação de pares partículas e anti-partículas era o processo dominante. Porém, a expansão do universo fez com que a temperatura decaísse a uma taxa $T \propto 1/a$, e quando $k_B T$, sendo k_B a constante de Boltzmann, atinge valores inferiores à energia de massa das partículas, o processo de formação de pares não é mais possível, e somente a aniquilação ocorre. Caso houvesse a mesma quantidade de matéria e anti-matéria, todas as partículas seriam aniquiladas. Porém excesso de matéria sobre anti-matéria permitiu a formação das estruturas presentes no universo.

Quando a temperatura do universo atingiu $k_B T \sim 60 \text{ keV}$, os nêutrons foram incorporados em núcleos atômicos, dando início ao processo de nucleossíntese. Os elementos formados neste período foram principalmente hélio, deutério e lítio. Todo o processo descrito até aqui ocorreu até os primeiros 3 minutos do universo.

Quando a idade do universo atingiu cerca de 300 mil anos, os elétrons, até então livres, foram capturados pelos núcleos. Este período é chamado de recombinação. A partir de então o universo tornou-se transparente para os fótons que estavam em constante interação com esses elétrons, via espalhamento Compton. Essa radiação corresponde à radiação cósmica de fundo que hoje observa-se.

B O EFEITO SZ COMO UMA FERRAMENTA COSMOLÓGICA

B.1 Determinação de Distâncias

Ambos os processos de emissão bremsstrahlung do gás intraglomerado e o espalhamento Compton de fótons da RCF (efeito SZ) pelos elétrons presentes neste gás possuem dependência com a densidade numérica de elétrons, $n_e(r)$. O brilho superficial espectral em raios-X é dado por

$$b_X = \frac{1}{4\pi(1+z)^3} \int n_e^2(r) \Lambda(E, T_e) dl \quad (\text{B.1})$$

em que z é o *redshift* do aglomerado e $\Lambda(E, T_e)$ corresponde a emissividade do gás à temperatura T_e observada em raios-X de energia E . A intensidade do efeito SZ é proporcional à integral sobre a pressão dos elétrons ao longo da linha de visada, dada pelo parâmetro de Comptonização y

$$y = \int n_e(r) \sigma_T \frac{k_B T_e(r)}{m_e c^2} dl \quad (\text{B.2})$$

em que σ_T é a Seção de choque para o espalhamento Thompson, k_B é a constante de Boltzmann e m_e a massa do elétron.

Por (B.1) e (B.2) vê-se que a dependência destes dois processos com a densidade do gás se dá de forma diferente. Considerando o modelo β isotérmico adotado ao longo deste trabalho, em que a temperatura é considerada constante e densidade $n_e(r)$ é dada por

$$n_e(r) = n_{e0} \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (\text{B.3})$$

sendo n_{e0} é o valor central da densidade de elétrons, r a distância ao centro do aglomerado, r_c a escala característica do aglomerado e β o parâmetro que determina a taxa de decaimento da densidade em função do raio. Utilizando (B.3), a integração de (B.1) e (B.2) pode ser realizada, resultando em (REFREGIER *et al.*, 2000)

$$b_X(\theta) = b_{X0} \left(1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2} \right)^{-3\beta + \frac{1}{2}} \quad (\text{B.4})$$

$$y(\theta) = y_0 \left(1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2}\right)^{-\frac{3}{2}\beta + \frac{1}{2}} \quad (\text{B.5})$$

Os valores centrais são dados por

$$y_0 \simeq 8 \times 10^{-5} \left(\frac{\langle n_{e0} \rangle}{10^{-3} \text{cm}^{-3}}\right) \left(\frac{k_B T_e}{1 \text{keV}}\right) \left(\frac{r_c}{1 \text{Mpc}}\right) \frac{\Gamma(\frac{3}{2}\beta - \frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{3}{2}\beta)} \quad (\text{B.6})$$

$$b_{X0} = \frac{1}{4\pi(1+z)^3} \langle n_{e0}^2 \rangle \Lambda(E, T_e) r_c \sqrt{\pi} \frac{\Gamma(3\beta - \frac{1}{2})}{\Gamma(3\beta)} \quad (\text{B.7})$$

Elevando (B.6) ao quadrado e dividindo por (B.7) obtém-se

$$r_c \propto \frac{y_0^2 \langle n_{e0}^2 \rangle \Lambda(E, T_e)}{b_{X0} \langle n_{e0} \rangle^2 T_e^2} \frac{1}{(1+z)^3} g(\beta) \quad (\text{B.8})$$

A relação entre o raio característico r_c escala angular observada θ_c

$$r_c = D_A \theta_c \quad (\text{B.9})$$

em que D_A corresponde à distância angular (Seção A.2). Então

$$D_A \propto \frac{y_0^2 \langle n_{e0}^2 \rangle \Lambda(E, T_e)}{b_{X0} \langle n_{e0} \rangle^2 T_e^2} \frac{1}{\theta_c (1+z)^3} g(\beta) \quad (\text{B.10})$$

A razão $\langle n_{e0}^2 \rangle / \langle n_{e0} \rangle^2$ é a única quantidade que não pode ser obtida observacionalmente. Para a obtenção de D_A se considera que esta razão é igual à unidade. A derivação da relação entre distância angular e os observáveis b_X e y mais geral (sem a adoção do modelo β isotérmico) pode ser encontrada em [Holzapfel *et al.* \(1997\)](#) e [Birkinshaw \(1999\)](#).

Obtendo-se o valor de D_A é possível obter o valor da constante de Hubble utilizando a equação de Friedmann (Seção A.2).

$$D_A = \frac{c}{H_0} \int_a^1 \frac{da}{a^2 (\Omega_M a^{-3} + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda) a^{-2})^{1/2}} \quad (\text{B.11})$$

em que foi considerado que o atual fator de escala a_0 é igual a unidade e desprezada

a densidade de energia da radiação Ω_R . Considerando $\Omega_\Lambda = 0$, (B.11) possui solução analítica. Em termos do *redshift* $(1+z) = 1/a$ (HOGG,)

$$D_A = \frac{c}{H_0} \frac{2(2 - \Omega_M(1-z)) - (2 - \Omega_M)\sqrt{(1 + \Omega_M z)}}{\Omega_M^2(1+z)^2} \quad (\text{B.12})$$

O parâmetro de desaceleração $q_0 = (\Omega_M/2) - \Omega_\Lambda$ pode ser também estimado com a determinação de distâncias angulares. Para isso, porém, aglomerados em mais altos *redshifts* devem ser observados. A possibilidade da determinação de q_0 está ilustrada na Figura B.1

B.2 Determinação de Ω_b/Ω_M

A distribuição de massa total do gás, principalmente na forma de matéria escura, pode ser obtida se conhecida a distribuição de pressão do gás em função do raio, uma vez que a distribuição de temperatura e densidade do gás são determinadas pelo potencial gravitacional do aglomerado. Se o gás for considerado ideal, a pressão p é proporcional à densidade e temperatura. Assim, a partir de (B.3), e considerando $T_e(r)$ constante, a pressão exercida pelo gás em função do raio é dada por

$$p_g(r) = k_B T_e n_{e0} \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (\text{B.13})$$

Seja um elemento de volume $dV = dA dr$ a uma distância r do centro do aglomerado. Considerando que o gás está em equilíbrio hidrostático, isto é, a força total atuando neste elemento de volume é nula, e que nenhum processo não térmico contribui para a pressão do gás, a variação da força gravitacional em função do raio é dada por

$$\frac{dF}{dA}(r) = -dp_g(r) \quad (\text{B.14})$$

em que dp_g é a pressão diferencial exercida pelo gás presente em dV . Assim, a massa contida em um volume esférico de raio r é dada por (GREGO *et al.*, 2001)

$$M(r) = \frac{3k_B T_e \beta}{G m_p} \frac{r^3}{r_c^2 + r^2} \quad (\text{B.15})$$

supondo que o gás é composto somente de hidrogênio ionizado. Os parâmetros T_e , β e r_c podem ser obtidos a partir de observações em raios X.

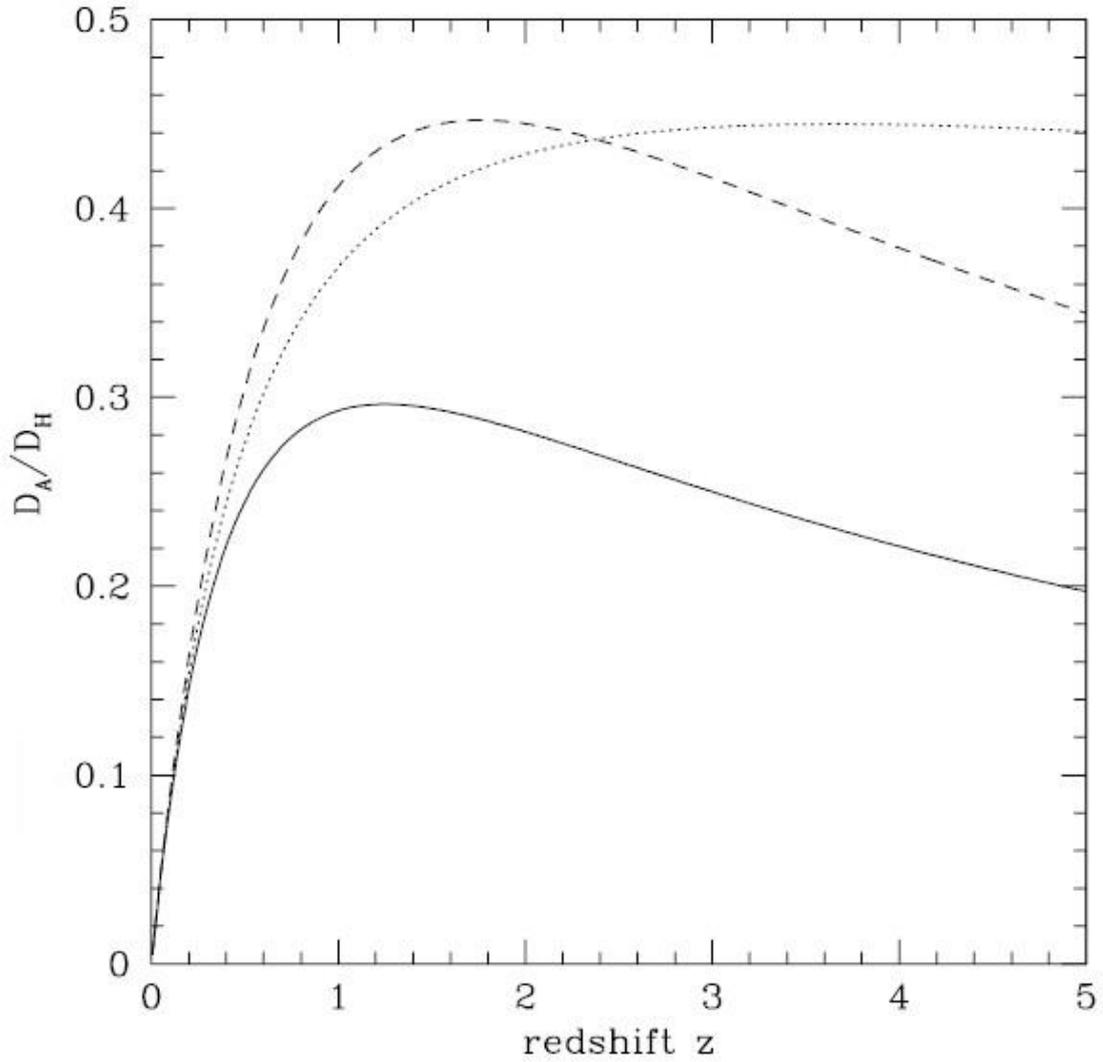


Figura B.1 - Distância angular D_A/D_H , em que $D_H = c/H_0$, versus *redshift*. As três curvas representam os modelos $\Omega_M = 0,5$ e $\Omega_\Lambda = 0$ (linha sólida), $\Omega_M = 0,05$ e $\Omega_\Lambda = 0$ (linha pontilhada) e $\Omega_M = 0,2$ e $\Omega_\Lambda = 0$ (linha tracejada). Com distâncias angulares determinadas até altos redshifts é possível restringir os parâmetros Ω_M e Ω_Λ , e determinar o parâmetro de desaceleração q_0 .

Fonte: Adaptada de [Hogg](#) ()

A massa do gás contida em um certo volume dV pode ser obtida considerando uma distribuição esférica da densidade de elétrons, dada pela equação (B.3)

$$M_{gas} = \int_V m_p n_e(r) dV \quad (B.16)$$

que pode ser facilmente resolvida se for conhecidos os parâmetros n_{e0} , β e r_c . Assim,

$$f_g = M_{gas}/M(r) \tag{B.17}$$

Assumindo que toda a massa bariônica do aglomerado está presente no gás¹, f_g representa portando a fração de massa bariônica do aglomerado. Se esta fração representa o universo como um todo, então a quantidade Ω_b/Ω_M pode ser determinada

$$f_g \sim \frac{\Omega_B}{\Omega_M} \tag{B.18}$$

¹Cerca de 90% da massa bariônica está presente no gás intraglomerado ([WHITE *et al.*, 1993](#); [FORMAN; JONES, 1982](#)), sendo que as galáxias correspondem a apenas 10%

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programa de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Constam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. São aceitos tanto programas fonte quanto executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.