



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-00000-TDI/0000

**APLICAÇÃO DE CAMPOS MAGNÉTICOS LIVRES DE
FORÇA NA EXPLOSÃO SOLAR DE 13 DE DEZEMBRO
DE 2006**

Tereza Satiko Nishida Pinto

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada
pelo Dr. Joaquim Eduardo Rezende da Costa

Registro do documento original:
<<http://urlib.net/xxx>>

INPE
São José dos Campos
2010

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3945-6911/6923

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO:

Presidente:

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

Membros:

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

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

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

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

BIBLIOTECA DIGITAL:

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

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

Jefferson Andrade Ancelmo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Simone A. Del-Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

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

Marilúcia Santos Melo Cid - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

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



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-00000-TDI/0000

**APLICAÇÃO DE CAMPOS MAGNÉTICOS LIVRES DE
FORÇA NA EXPLOSÃO SOLAR DE 13 DE DEZEMBRO
DE 2006**

Tereza Satiko Nishida Pinto

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada
pelo Dr. Joaquim Eduardo Rezende da Costa

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/xxx>>

INPE
São José dos Campos
2010

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Sobrenome, Nomes.

Cutter Aplicação de campos magnéticos livres de força na explosão solar de 13 de Dezembro de 2006 / Tereza Satiko Nishida Pinto.
– São José dos Campos : INPE, 2010.
xi + 47 p. ; (INPE-00000-TDI/0000)

Dissertação ou Tese (Mestrado ou Doutorado em Nome do Curso) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, AAAA.

Orientador : José da Silva.

1. Palavra chave. 2. Palavra chave 3. Palavra chave. 4. Palavra chave. 5. Palavra chave I. Título.

CDU 000.000

Copyright © 2010 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2010 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

**ATENÇÃO! A FOLHA DE
APROVAÇÃO SERÁ IN-
CLUIDA POSTERIORMENTE.**

Mestrado ou Doutorado em Nome do
Curso

RESUMO

As explosões solares são fenômenos de natureza magnética que ocorrem na coroa solar. A liberação de radiação observada em rádio e raios-X ocorre quando, em algum ponto da estrutura magnética, as linhas de campo se reconectam em uma nova configuração. Dadas as condições do plasma, uma aproximação utilizada para tratar o campo magnético na coroa é o campo livre de forças linear. Neste trabalho foi testada a aplicação de uma metodologia de extrapolação de linhas de campo magnético no regime livre de forças linear na análise da emissão em rádio de uma explosão solar ocorrida em 13 de Dezembro de 2006. O campo tridimensional extrapolado foi aplicado a métodos já desenvolvidos de transferência radiativa da emissão girossincrotrônica. Parâmetros adicionais foram derivados das observações em rádio. Embora o método de extrapolação baseado no campo livre de forças linear represente uma aproximação da descrição original do campo, ele foi capaz de indicar que, neste evento altamente energético (X3,4), a configuração das linhas de campo deve ser muito retorcida ($\alpha = -0,1$). Além disso, foi capaz de reproduzir características da estrutura magnética da região ativa observadas no extremo ultravioleta. Por fim, os resultados da transferência radiativa indicaram a necessidade de se introduzir alguma estrutura de inhomogeneidade também na densidade numérica de elétrons.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>	
3.1	Variação na emissão no topo da explosão de 24 de Agosto de 2002. Os contornos representam intervalos de 10% do máximo da emissão (554,9 MK em 17 GHz e 170,2 MK em 34 GHz); o máximo da explosão ocorreu em 01:00:31 UT.	13
3.2	Perfis temporais da explosão de 6 de Dezembro de 2006. Note-se a correspondência entre os máximos da emissão em altas energias, em microondas e no submilimétrico na fase impulsiva (indicada por B).	15
4.1	À esquerda, magnetograma com saturação na região de estudo, e à direita, a mesma região com uma dessaturação gaussiana aplicada.	19
4.2	Imagens do NoRH em três instantes do evento. Acima, imagens em 17 GHz, e abaixo, em 34 GHz. O pico da emissão girossincrotrônica ocorre por volta do horário da imagem central.	21
4.3	Perfil temporal observado em 3,75, 9, 17, 35 e 80 GHz com o NoRP, com início de observação às 02:21 UT e fim às 03:39 UT; as linhas verticais tracejadas indicam a fase impulsiva.	22
4.4	Espectro de potência ajustado pela equação 4.3	23
4.5	Imagem no canal de energia 3-6 keV do RHESSI: à esquerda com o <i>Clean</i> e à direita com o <i>Forward Fit</i>	25
4.6	Imagens do TRACE com destaque para estruturas de larga escala: às 01:46 UT destacam-se as estruturas 1 e 2, e às 03:17 a estrutura 3 em forma de um tubo.	26
4.7	Imagem do EIT às 02:36 UT com saturação. Notar que neste horário já percebe-se a estrutura 3 (tubo).	27
5.1	Extrapolação de campo potencial ($\alpha = 0$) usando como condição inicial o magnetograma sem saturação (à esquerda) e com saturação (à direita). Somente campos acima de 900 G são mostrados.	30
5.2	Princípio do processo de desmontagem: a matriz com 3 linhas (L=0,1,2), 3 colunas (C=0,1,2) e 2 planos (z=0,1) é disposta em sequência num vetor linha (L=0, C=0,...,14); como todas as operações realizadas só ocorrem cumulativamente no sentido z todas as posições nulas são ignoradas. . . .	31

5.3	Linha superior: resultados dos testes no código gyrosyncs com os parâmetros da tabela 5.1. Linha inferior: resultados dos testes no código transfer_2d_sol. Colunas: à esquerda emissão em 17 GHz e à direita, em 34 GHz na coluna da direita. No caso do gyrosyncs a figura é montada com o mesmo preenchimento da matriz de campos magnéticos e ângulos.	33
6.1	Acima: extrapolações com $\alpha = -0,02$ (esquerda) e $\alpha = -0,03$ (direita), para o instante 1; abaixo: extrapolações com $\alpha = -0,02$ (esquerda) e $\alpha = -0,01$ (direita), para o instante 2). Somente linhas acima de 600 G na fotosfera são mostradas.	36
6.2	Esquerda: magnetograma rotacionado para o horário da imagem em EUV com contornos do EIT; direita: o mesmo, mas para o horário da imagem em raios-X duros com contornos do RHESSI.	37
6.3	Extrapolações de campo magnético com $\alpha = 0$, (esquerda) e $\alpha = -0,1$ (direita). Acima: magnetograma no instante 1; abaixo: magnetograma no instante 2. Somente linhas acima de 1000 G na fotosfera são mostradas.	38
6.4	Mapas de brilho em 17 GHz, na linha superior e em 34 GHz, na linha inferior. Os mapas da esquerda (direita) referem-se aos campos extrapolados sobre os magnetogramas no instante 1 (2); os contornos são do NoRH às 02:33 UT.	40
A.1	Imagens produzidas com o <i>Forward Fit</i> .	41
A.2	Imagens produzidas com o <i>Clean</i> .	41

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 Dados MDI	19
4.2 Dados em rádio	21
4.3 Canais de energia e colimadores utilizados	24
4.4 Comprimentos de onda observados pelo TRACE	25
4.5 Dados TRACE	26
5.1 Parâmetros de teste	32
6.1 Dimensões das regiões extrapoladas	37
6.2 Parâmetros e densidades de fluxos obtidas	39

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 O CAMPO MAGNÉTICO SOLAR	3
2.1 TEORIA DO CAMPO LIVRE DE FORÇAS	3
3 EMISSÃO DAS EXPLOSÕES SOLARES	11
3.1 EMISSÃO GIROSSINCROTRÔNICA	11
3.2 EMISSÃO EM ALTAS ENERGIAS	13
4 DADOS OBSERVACIONAIS E DESCRIÇÃO DO EVENTO .	17
4.1 DADOS OBSERVACIONAIS	17
4.1.1 MAGNETOGRAMAS	17
4.1.2 IMAGENS E PERFIS TEMPORAIS EM RÁDIO	19
4.1.3 IMAGENS EM RAIOS-X DUROS	23
4.1.4 IMAGENS EM ULTRAVIOLETA EXTREMO	25
4.2 DESCRIÇÃO DO EVENTO	27
5 METODOLOGIA	29
6 RESULTADOS E DISCUSSÕES	35
6.1 RESULTADOS DAS EXTRAPOLAÇÕES	35
6.2 RESULTADOS DA TRANSFERÊNCIA RADIATIVA	37
A ANEXO A - IMAGENS DO RHESSI	41
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	43

1 INTRODUÇÃO

As explosões solares são fenômenos característicos dos períodos de atividade desta estrela e se manifestam em praticamente todo o espectro eletromagnético, além de acelerar partículas e aquecer o plasma da coroa solar (ASCHWANDEN, 2005). Por exemplo, na janela rádio ¹ numa escala de minutos ocorre um significativo aumento sobre a emissão média, de algumas ordens de grandeza. Sabe-se atualmente que a energia liberada numa explosão solar é ao menos uma parte daquela armazenada sob a forma de energia magnética nas regiões ativas. A liberação de energia ocorre quando da reconexão magnética das linhas de campo nestas regiões. Existem dois cenários para descrever esse mecanismo: regiões com configurações de campo magnético muito complexas próximas a uma linha neutra ou colisões entre duas regiões de campo magnéticos intensos com polaridades opostas (DÉMOULIN et al., 1991).

A atividade magnética solar pode ser observada através dos magnetogramas, mapas da distribuição de intensidade magnética sobre a fotosfera. Mais recentemente, os magnetogramas têm fornecido as três componentes ortogonais do campo magnético. Sendo o campo uma grandeza vetorial, para o estudo de seu comportamento deseja-se conhecer também sua distribuição espacial. Uma das metodologias mais exploradas é a extrapolação do campo magnético no regime de um campo livre de forças linear, utilizando o magnetograma como condição inicial, e ainda condições de contorno como a periodicidade da solução nos limites de uma região espacial. Porém, este é um problema dito mal condicionado, pois as condições de contorno não são suficientes para se obter uma solução única dadas as condições iniciais.

Nesse sentido, a emissão rádio das explosões solares pode fornecer grande auxílio na determinação das propriedades do campo magnético. Na faixa do das microondas, o mecanismo de emissão de radiação é predominantemente o girosincrotrônico, que é fortemente dependente tanto da direção quanto da intensidade do campo (GARY; HURFORD, 1989). Observações atuais nessa faixa do espectro incluem fluxo espectral e imagens com altas resoluções temporais e/ou espectrais. Pode-se estudar o espectro de emissão para obter informações a respeito da fonte emissora, da população de elétrons ali encontrada e do campo magnético. A análise é completada pelas informações extraídas da emissão em altas energias. Embora outros mecanismos de emissão estejam envolvidos, pode-se relacionar as emissões quando se compreende não só suas características espectrais, mas também suas distribuições espaciais e evolução

¹Comprimentos de onda maiores que 1 mm

dinâmica.

Neste trabalho de mestrado buscou-se testar a combinação dessas frentes de análise como metodologia para estudar uma explosão solar, ocorrida em 13 de Dezembro de 2006 na região ativa 10930. Utilizando os códigos de extrapolação de campo livre de forças desenvolvidos pelo grupo, a melhor configuração magnética foi aplicada à transferência radiativa em rádio. A vantagem de se aplicar um campo extrapolado é introduzir inhomogeneidades espaciais, pois o campo é descrito ponto a ponto através da atmosfera em direção e intensidade. O objetivo final dessa proposta de análise é verificar se é possível reproduzir as estruturas de brilho e identificar aspectos importantes da configuração de campo em relação à questão da reconexão magnética. Para isso a morfologia da região emissora foi estudada em rádio (17 GHz e 34 GHz) e em raios-X duros, em dois instantes: um anterior ao pico do evento em rádio e um posterior, já na fase de decaimento. É interessante notar que nos diferentes observáveis utilizados na análise as escalas temporais de variação são diferentes. A emissão eletromagnética tem variação caracterizada pelas fases impulsiva (minutos) e de decaimento (minutos a horas), enquanto que os magnetogramas são variáveis em escalas maiores, de dias. Portanto, pergunta-se, como poderia o campo magnético que parte da fotosfera gerar condições na coroa que levam à ocorrência de uma explosão solar? Essas questões são discutidas nos capítulos 2 e 3, a seguir. No capítulo 4 faz-se uma descrição do evento estudado a partir das observações e de estudos anteriores a este presentes na literatura. A metodologia de trabalho é apresentada no capítulo 5, e os resultados no capítulo 6.

2 O CAMPO MAGNÉTICO SOLAR

Em termos gerais, a atividade solar é resultado do deslocamento de tubos de fluxo magnético devido a movimentos na camada convectiva e, acima da superfície, pela rotação diferencial e pelo deslocamento do material pelas discontinuidades e instabilidades do campo magnético. Este, por sua vez, tem origem nos movimentos do fluido na camada convectiva, associados à variação da sua velocidade angular com a latitude (PARKER, 1989). Esse efeito é descrito pelo dínamo migratório de Parker, que explica o afloramento das regiões ativas com helicidade invertida a cada novo ciclo, em altas latitudes, e sua migração em direção ao equador. Na formação das regiões ativas também é importante considerar a concentração de pequenos tubos de fluxo magnético para formar tubos maiores. O movimento da zona convectiva pode ser observado na fotosfera através dos grânulos e supergrânulos. Os efeitos da atividade magnética são as prominências e filamentos, as manchas solares e os arcos magnéticos.

O campo magnético se estende pela atmosfera solar, onde é o responsável pelo aquecimento da cromosfera e da coroa, pelas ejeções de massa coronal (CMEs), pela formação das proeminências e pelas explosões solares. Também se estende pelo meio interplanetário e interage com a magnetosfera terrestre. Na próxima seção a teoria do campo magnético solar atmosférico é apresentada, e discute-se a aplicação das soluções para o caso das explosões solares.

2.1 TEORIA DO CAMPO LIVRE DE FORÇAS

Do eletromagnetismo clássico, é conhecido que todo campo magnético \mathbf{B} deve satisfazer à condição do solenóide (\mathbf{r} são as coordenadas espaciais em algum sistema cartesiano de coordenadas):

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.1)$$

De onde decorre que este campo pode ser escrito, de forma genérica, a partir de um potencial vetor magnético \mathbf{A} que satisfaça o *gauge* de Coulomb:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(\mathbf{r}) &= \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}) \\ \nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}) &= 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

Portanto, este campo pode ser obtido resolvendo para \mathbf{A} a equação para a densidade de corrente:

$$\nabla^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}) = 4\pi \mathbf{J}(\mathbf{r}) \quad (2.3)$$

O que leva à equação para o campo:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \int \nabla' \times \left[\frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right] d\mathbf{r}' \quad (2.4)$$

Ou seja, para conhecer o campo magnético basta conhecer a distribuição de densidade de correntes $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ é conhecida. No caso da coroa solar, não existem métodos observacionais para medir a distribuição de correntes, portanto alternativas a essa formulação foram desenvolvidas.

Na primeira delas, considera-se que as correntes estão distribuídas apenas na superfície do volume em questão. Assim, o problema de determinar o campo \mathbf{B} torna-se um problema de contorno para o potencial escalar magnético $\phi(\mathbf{r})$. Na lei de Ampère, desconsiderando o termo da corrente de deslocamento:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{r}) &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) &= 0 \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}) &= \nabla \phi(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Substituindo esta última na condição do solenóide (equação 2.1):

$$\nabla^2 \phi(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.6)$$

A equação de Laplace para o potencial escalar magnético é resolvida com condições de contorno adequadas, por exemplo a componente longitudinal do campo fotosférico. A reconstrução do campo pode ser feita pelo método da função de Green ou pelo método do resolvente de Laplace, ambos constituindo meios para se chegar a problemas de contorno bem condicionados.

No entanto, esta aproximação do campo magnético solar para um campo potencial

representa a configuração de menor energia magnética. Por isso não é adequada para descrever as regiões ativas e os eventos explosivos, em que se espera existir energia magnética excedente armazenada. As reconstruções com o campo potencial foram muito utilizadas para estudar o campo coronal global (ALTSCHULER *et al.*, 1977), e são utilizadas atualmente para determinar o campo usado como condição inicial em outros métodos, por exemplo os magnetohidrodinâmicos (MHD) (AMARI *et al.*, 1997).

Outra formulação considera mais adequadamente as condições físicas do ambiente da coroa solar. Como ela é constituída inteiramente por uma plasma tênue e altamente ionizado, a temperaturas da ordem de 10^6 K, o meio é aproximadamente um condutor ideal e, como em outros ambientes astrofísicos, a pressão magnética supera a pressão de plasma. A equação de movimento para um elemento de massa desse ambiente é (a dependência espacial das funções será suprimida a partir deste ponto):

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \nabla P + \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \rho \nabla \Psi \quad (2.7)$$

Onde ρ é um elemento de massa, \mathbf{v} é sua velocidade, P é a pressão cinética e Ψ é o potencial gravitacional. Desconsiderando efeitos gravitacionais e lembrando que a pressão cinética é aproximadamente nula pois $\beta \ll 1$ (a pressão magnética é muito maior que a pressão de plasma):

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0 \quad (2.8)$$

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0 \Rightarrow \mathbf{J} \parallel \mathbf{B} \quad (2.9)$$

Portanto, no regime livre de forças considera-se que no plasma da coroa solar a força de Lorentz é identicamente nula, o que é equivalente à situação em que as correntes são paralelas à direção do campo. Uma vez que:

$$\mathbf{J} \propto \nabla \times \mathbf{B} \Rightarrow \nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \quad (2.10)$$

Onde α é um termo proporcional à densidade de corrente. Quando se aplica o di-

vergente a esta equação, o primeiro termo se anula pois o divergente aplicado a um rotacional sempre é nulo; também pela equação 2.1:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) &= \nabla \cdot \alpha \mathbf{B} \\ \alpha \nabla \cdot \mathbf{B} + \mathbf{B} \cdot \nabla \alpha &= 0 \\ \mathbf{B} \cdot \nabla \alpha &= 0\end{aligned}\tag{2.11}$$

Esta última indica que a direção do campo é ortogonal à direção de variação da função de proporcionalidade α . O conjunto de equações:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{B} &= \alpha \mathbf{B} \\ \mathbf{B} \cdot \nabla \alpha &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) &= 0\end{aligned}\tag{2.12}$$

Descreve as propriedades fundamentais dos campo livres de forças (LOW; FLYER, 2007): o alinhamento das correntes com os campos, a propagação da torção magnética α como uma constante ao longo de uma linha de campo e o fato de que campos magnéticos não convergem para monopólos.

Agora, aplicando o rotacional à equação 2.8:

$$\begin{aligned}\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) &= \nabla \times \alpha \mathbf{B} \\ \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} &= \alpha(\nabla \times \mathbf{B}) + \nabla \alpha \times \mathbf{B} \\ -\nabla^2 \mathbf{B} &= \alpha^2 \mathbf{B} + \nabla \alpha \times \mathbf{B} \\ -\nabla^2 \mathbf{B} - \alpha^2 \mathbf{B} &= \nabla \alpha \times \mathbf{B} \\ \nabla^2 \mathbf{B} + \alpha^2 \mathbf{B} &= \mathbf{B} \times \nabla \alpha\end{aligned}\tag{2.13}$$

A última das equações 2.13 é uma equação acoplada das funções \mathbf{B} e α e, com a equação 2.11 descreve um campo livre de forças não linear. A solução deste sistema de equações é obtida através de métodos numéricos, quando condições de contorno adequadas são fornecidas. Usualmente os magnetogramas são utilizados como condições de contorno. No entanto, deve-se lembrar que a condição de um campo livre de forças é válida para a coroa solar. Na fotosfera a magnetohidrodinâmica (MHD) determina a formação dos tubos e manchas solares. Em alguma região na cromosfera ou na baixa coroa, possivelmente quando $\beta \ll 1$ torna-se válido o regime do campo

livre de forças pode ser adotado. Alguns autores utilizam a MHD para modelar a baixa atmosfera e gerar condições de contorno na base da coroa, embora isso leve a outro problema de equações dinâmicas não lineares.

Uma terceira formulação é também um caso particular do regime de campo livre de forças, o caso linear. Considera-se que a função de proporcionalidade α é constante. Isso significa que a densidade de correntes é uma constante ao longo das linhas de campo. Nesse caso, aplicando o rotacional à equação 2.10:

$$\begin{aligned}
\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) &= \nabla \times \alpha \mathbf{B} \\
\nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} &= \alpha \nabla \times \mathbf{B} \\
-\nabla^2 \mathbf{B} &= \alpha \nabla \times \mathbf{B} \\
-\nabla^2 \mathbf{B} &= \alpha^2 \mathbf{B}
\end{aligned} \tag{2.14}$$

A equação diferencial resultante é uma equação de Helmholtz, cuja solução para o campo livre de forças linear tem sido estudada desde meados dos anos 1950 (CHANDRASEKHAR, 1956; CHANDRASEKHAR; KENDALL, 1957; NAKAGAWA; RAADU, 1972; SAKURAI, 1981; WHEATLAND, 1999). Os métodos de solução mais utilizados tem sido o método das funções de Green ou de transformada de Fourier, para o qual se utiliza escrever o campo \mathbf{B} como a combinação linear de um campo poloidal P e outro toroidal T :

$$\begin{aligned}
\mathbf{B} &= \nabla \times \nabla \times (P\mathbf{z}) + \nabla \times (T\mathbf{z}) = \\
&= \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x \partial z} + \frac{\partial T}{\partial y} \right) \mathbf{x} + \left(\frac{\partial^2 P}{\partial y \partial z} - \frac{\partial T}{\partial x} \right) \mathbf{y} - \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial^2 y} \right) \mathbf{z}
\end{aligned} \tag{2.15}$$

Onde \mathbf{x} , \mathbf{y} e \mathbf{z} são os vetores unitários em coordenadas cartesianas. Dadas essas funções, a equação do campo livre de forças (equação 2.10) é reescrita como:

$$\nabla \times \nabla \times [(T - \alpha P)\mathbf{z}] + \nabla \times [(\alpha T - \nabla^2 P)\mathbf{z}] = 0 \tag{2.16}$$

Cujas soluções gerais são trabalhadas até se obter o conjunto de equações:

$$\begin{aligned}
T &= \alpha P \\
\nabla^2 P &= \alpha^2 P
\end{aligned} \tag{2.17}$$

Se, dos magnetogramas, a componente vertical na fotosfera é conhecida, a solução para P é obtida pela separação das variáveis horizontais e verticais. Essa solução é escrita na forma:

$$P = \sum_{\mathbf{k} \neq 0} \frac{1}{k^2} B_k \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - (k^2 - \alpha^2)^{1/2}z] \quad (2.18)$$

Onde:

$$\begin{aligned} \mathbf{k} &= k_x \mathbf{x} + k_y \mathbf{y} \\ \mathbf{x} &= x \mathbf{x} + y \mathbf{y} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Os coeficientes B_k são coeficientes de Fourier relacionados ao campo longitudinal B_z observado:

$$B_z(x, y, z = 0) = B_{00} + \sum_{\mathbf{k} \neq 0} B_k \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \quad (2.20)$$

Onde B_{00} é o valor médio do campo em $z = 0$ no domínio da expansão de Fourier. Com a solução para P conforme a equação 2.20, as componentes B_x , B_y e B_z do campo magnético são obtidas da expressão 2.15, sendo escritas, explicitamente, como:

$$\begin{aligned} B_x &= \sum_{\mathbf{k} \neq 0} \frac{i}{k^2} [\alpha k_y - k_x (k^2 - \alpha^2)^{1/2}] \mathbf{B}_k \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - (k^2 - \alpha^2)^{z/2}] \\ B_y &= \sum_{\mathbf{k} \neq 0} \frac{-i}{k^2} [\alpha k_x + k_y (k^2 - \alpha^2)^{1/2}] \mathbf{B}_k \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - (k^2 - \alpha^2)^{z/2}] \\ B_z &= \sum_{\mathbf{k} \neq 0} \mathbf{B}_k \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - (k^2 - \alpha^2)^{z/2}] \end{aligned} \quad (2.21)$$

No caso do campo livre de forças linear, a constante α indica a torção das linhas de campo tanto em direção quanto em intensidade. A constante positiva (negativa) indica torção no sentido horário (anti-horário) e quanto maior o seu valor absoluto, maior é a torção das linhas.

As coordenadas espaciais para cada linha de campo são determinadas a partir de um certo comprimento de arco s :

$$ds^2 = \sum_i dx_i^2 \quad (2.22)$$

Onde x_i ($i=x,y,z$) são as coordenadas cartesianas, tais que:

$$x_i(s + \Delta s) = x_i(s) + \frac{dx_i}{ds} \Delta s + \frac{1}{2} \frac{d^2 x_i}{ds^2} (\Delta s)^2 + \dots \quad (2.23)$$

E onde os cossenos diretores são:

$$\begin{aligned} \frac{dx_i}{ds} &= \frac{B_i(s)}{B(s)} \\ B(s) &= [\sum_i B_i^2(s)]^{1/2} \end{aligned} \quad (2.24)$$

A energia magnética contida no volume extrapolado é dada por:

$$M = \frac{Area}{64\pi} \sum_{k \neq 0} \frac{B_k B_k^*}{(k^2 - \alpha^2)^{1/2}} \quad (2.25)$$

Onde *Area* é a área superficial e B_k^* é o complexo conjugado dos coeficientes de Fourier. Para $\alpha = 0$ o campo é o potencial e fica claro a partir da equação 2.25 que este é o estado de menor energia. A quantidade $(k^2 - \alpha^2)^{-1/2}$ é a escala de comprimento característica do sistema magnético para um dado número de onda k . Variando o valor de α a quantidade de energia varia com o volume do sistema magnético. Para um dado valor de k , diferentes valores de α representam diferentes graus de complexidade da configuração magnética. Isso mostra que ambientes mais complexos (mais retorcidos) contém maior excedente de energia.

O campo livre de forças linear é limitado a domínios espaciais finitos, pois, como se pode observar das equações 2.21 e 2.25, para domínios não limitados a energia magnética diverge. Outra limitação é o fato de que as correntes elétricas são uniformemente distribuídas (α é uma constante), o que não corresponde às observações em que a torção é altamente localizada (por exemplo, em regiões ativas complexas).

3 EMISSÃO DAS EXPLOSÕES SOLARES

3.1 EMISSÃO GIROSSINCROTRÔNICA

No ambiente da atmosfera solar, elétrons em constante movimento interagem com campos magnéticos, espiralando ao redor das linhas de campo. Essa interação é caracterizada pela frequência de giroressonância ν_B , que depende da intensidade B do campo e da energia dos elétrons (representada pelo fator de Lorentz γ):

$$\nu_B = \frac{eB}{2\pi\gamma m_e c} \approx 2,8 \frac{B}{\gamma} \text{ Hz} \quad (3.1)$$

Para elétrons em regimes de energia não relativísticos, ou seja, com $\gamma \lesssim 1$, a emissão é ciclotrônica. O espectro de emissão se concentra principalmente em torno da girofrequência (frequência de giroressonância).

Quando o regime de energia dos elétrons é quase relativístico, com $1 \lesssim \gamma \lesssim 5$, o que corresponde a energias da ordem de dezenas de quiloeltronvolts até alguns megaelectronvolts, o mecanismo de emissão é chamado girossincrotrônico. A emissão ocorre entre os harmônicos 10 e 100 da girofrequência. Observações dessa emissão ocorrem na janela rádio do espectro eletromagnético em comprimentos de onda centimétricos. Embora não seja o único mecanismo de emissão presente nessa faixa do espectro, ele é responsável pela maior parte do fluxo de radiação. Além disso, como é também sensível ao campo magnético, é um diagnóstico importante das condições do plasma ambiente numa região de explosão.

O espectro de emissão girossincrotrônico tem a forma de ‘U’ invertido com pico entre 5 e 10 GHz, mas que pode se iniciar em 3 GHz ou se estender até o milimétrico (BASTIAN et al., 1998). A frequência de pico do espectro é fortemente influenciada pelo campo magnético (tanto por sua intensidade quanto direção) e também pelas propriedades dos elétrons não térmicos. Uma relação empírica que caracteriza essa relação é (DULK, 1985):

$$\nu_{pico} = 2,72 \times 10^3 \times 10^{0,27\delta} \sin(\theta)^{0,41+0,03\delta} (NL)^{0,32-0,03\delta} B^{0,68+0,03\delta} \quad (3.2)$$

Onde δ é o índice espectral dos elétrons, θ é o ângulo entre \mathbf{B} e a linha de visada, N é a densidade numérica dos elétrons e L é a escala de comprimento da fonte emissora

Esta frequência define duas regiões no espectro: regime do meio opticamente espesso à esquerda da frequência de pico, na região de baixas frequências e regime opticamente fino, à direita da frequência de pico na região de altas frequências. Na região de baixas frequências outros efeitos podem aparecer no espectro, por exemplo a autoabsorção girossincrotrônica e a supressão de Razin-Tsytoich.

Em relação à morfologia da região emissora, o modelo do arco composto por dois solenóides consegue reproduzir alguns resultados observacionais (BASTIAN et al., 1998). Cada solenóide tem intensidade magnética diferente, está preenchido com elétrons isotropicamente distribuídos, mas com distribuição de energia seguindo uma lei de potências. O resultado talvez mais interessante é o fato do tamanho da fonte decrescer com a frequência, ou seja, em baixas frequências a região emissora é maior e espalhada, enquanto que nas altas frequências existem duas regiões emissoras compactas associadas aos chamados ‘pés’ do arco magnético. A variação no tamanho da fonte deve-se às inhomogeneidades na densidade eletrônica numérica e no campo magnético, que é mais concentrado nos pés do que no topo. A emissão dos pés ocorre em altas frequências, e é característica de um meio opticamente fino. Já a emissão entre os pés, associada à extensão do arco magnético, é aquela de um meio opticamente espesso e ocorre em baixas frequências.

Resultados observacionais recentes tem sugerido a presença de uma fonte opticamente fina próxima ao topo. Na figura 3.1, imagens em 34 GHz da explosão de 24 de Agosto de 2002 mostram uma fonte emissora opticamente fina no topo do arco magnético. Essa fonte emissora não pode ser reproduzida pela emissão girossincrotrônica de um arco isotropicamente preenchido.

Nesse sentido, outras distribuições de elétrons tem sido estudadas, por exemplo, utilizando funções de injeção de elétrons. Um modelo em que se considera a injeção a partir dos pés do arco magnético consegue reproduzir algumas dessas mudanças, por exemplo a mudança do local do máximo da emissão, mas não reproduz corretamente a emissão no instante do máximo em rádio (TZATZAKIS et al., 2008). Distribuições com a injeção de elétrons a partir do topo do arco também tem sido estudadas (SIMÕES, 2009). Esses estudos tentam acrescentar à emissão girossincrotrônica efeitos de uma variação temporal na distribuição de energia ou densidade numérica dos elé-

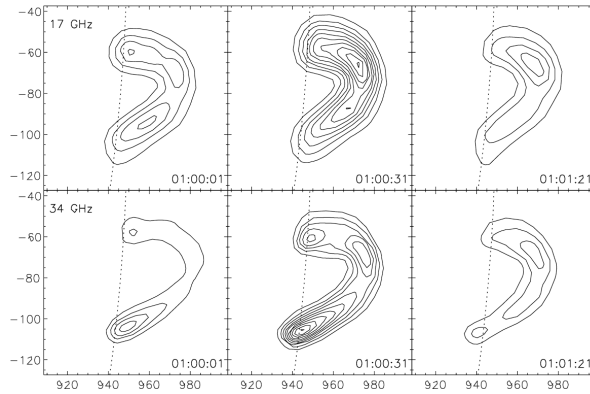


Figura 3.1 - Variação na emissão no topo da explosão de 24 de Agosto de 2002. Os contornos representam intervalos de 10% do máximo da emissão (554,9 MK em 17 GHz e 170,2 MK em 34 GHz); o máximo da explosão ocorreu em 01:00:31 UT.

Fonte: (TZATZAKIS et al., 2008)

trons. No entanto, esses efeitos também podem ocorrer quando o observável variável é a morfologia do campo magnético.

3.2 EMISSÃO EM ALTAS ENERGIAS

A emissão de radiação eletromagnética em altas energias pode ser produzida por elétrons, íons e nêutrons energéticos. Para as explosões solares a parte mais importante da emissão é devida ao *bremsstrahlung* dos elétrons.

Os elétrons interagem com o campo elétrico de um próton colisionalmente e liberam seu excesso de energia, produzindo uma componente quase térmica ou lenta e outra não térmica ou impulsiva. A componente quase térmica apresenta um espectro com subida íngreme logo no início do evento, mas que depois varia pouco numa escala de minutos ou mesmo durante todo o evento. Essa emissão é devida ao *bremsstrahlung* térmico e a processos de captura de elétrons, sendo observada em faixas de energia de até ≈ 12 keV. A componente impulsiva é normalmente observada a partir de 10 keV até dezenas de MeV, e é devida ao *bremsstrahlung* de elétrons não térmicos, com distribuições de energias como lei de potências (LIN; HUDSON, 1971). O espectro de emissão dessa componente varia rapidamente, em escalas de segundos ou menos.

O espectro não térmico é estudado em função de modelos de injeção e termalização dos elétrons na região emissora do arco magnético explosivo. A injeção dos elétrons

ocorre por algum mecanismo de aceleração, contínuo ou impulsivo, que determina o perfil temporal do espectro de emissão em raios-X. O modelo de injeção contínua produz um espectro de emissão de alvo espesso: a região dos pés arco magnético recebe elétrons continuamente enquanto emite raios-X via *bremstrahlung* (BROWN, 1971). A termalização dos elétrons, ou sua difusão no plasma ambiente, ocorre por colisões Coulombianas. O efeito global da difusão é aumentar a temperatura do plasma ambiente tão rapidamente que ele se expande pelo arco, seguindo as linhas de campo magnético. Essa resposta dinâmica é chamada evaporação cromosférica, e provoca uma alteração na condição local do plasma na coroa, que emitirá em raios-X moles (KUNDU et al., 2001) e no ultravioleta extremo. O modelo de injeção de elétrons a partir do topo do arco magnético considera que na região da reconexão magnética as partículas são aceleradas em direção aos pés, emitindo raios-X duros via *bremstrahlung* quando penetram a cromosfera. Nos dois tipos de injeção fica claro que a emissão cromosférica é a principal fonte emissora. Nesse ambiente o plasma é opticamente fino aos raios-X e portanto o espectro fornece muita informação sobre os mecanismos de emissão envolvidos e sobre os próprios elétrons emissores.

Os instrumentos lançados a partir de 1990 para imagear o Sol em altas energias permitiram reconhecer a correlação espacial entre as regiões emissoras em rádio e em raios-X. A correlação temporal do pico de emissão da fase impulsiva entre os espectros em microondas e raios-X duros também foi estudada. Concluiu-se que a mesma população de elétrons é responsável pelas duas emissões. Foi verificado um atraso de até 3 s da emissão em microondas em relação à emissão em raios-X duros, e também uma fase de decaimento mais lenta para a primeira. Uma diferença ainda menor, de até 300 ms, foi verificada para as estruturas finas do espectro (BASTIAN et al., 1998). O atraso entre as emissões também varia com a posição no arco a partir dos pés, onde é menor.

Os perfis temporais da figura 3.2 mostram que na fase impulsiva do evento tanto a emissão em microondas quanto em raios-X e raios- γ tem o primeiro pico em instantes muito próximos. Os dois canais de energia do RHESSI são praticamente coincidentes, mas a emissão em 14,8 GHz é claramente atrasada em relação a elas. No submilimétrico, ou seja, em maiores energias da janela rádio, o atraso na emissão diminui.

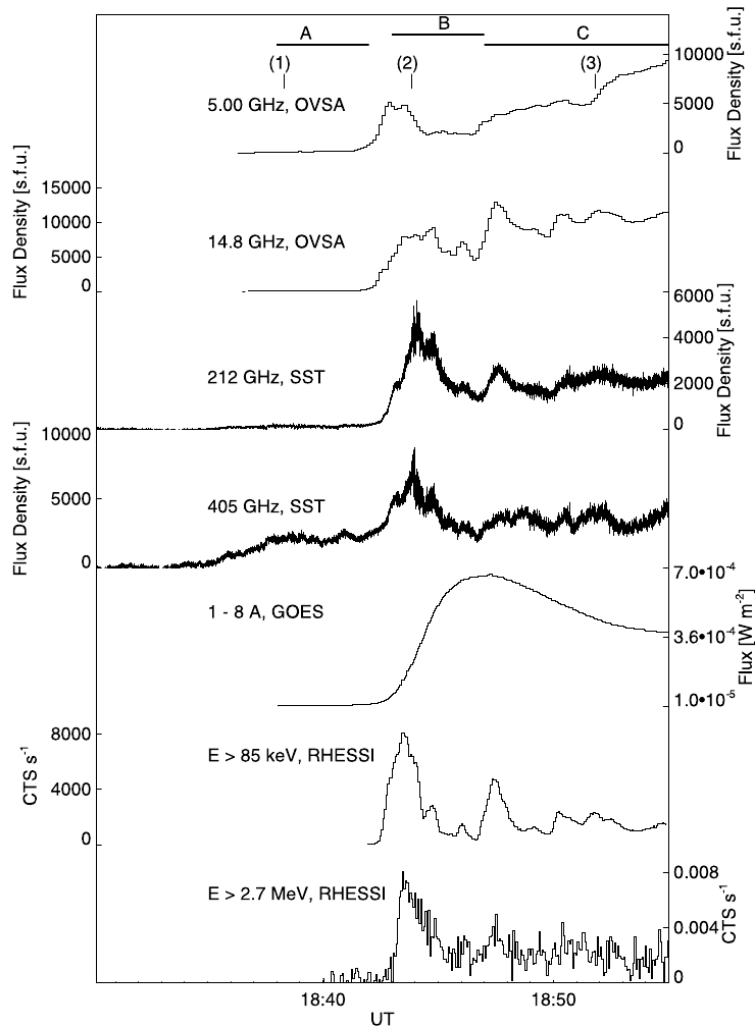


Figura 3.2 - Perfis temporais da explosão de 6 de Dezembro de 2006. Note-se a correspondência entre os máximos da emissão em altas energias, em microondas e no submilimétrico na fase impulsiva (indicada por B).

Fonte: (KAUFMANN et al., 2009)

4 DADOS OBSERVACIONAIS E DESCRIÇÃO DO EVENTO

4.1 DADOS OBSERVACIONAIS

Neste capítulo os dados utilizados no trabalho são apresentados, junto com uma breve descrição das técnicas observacionais e das características dos instrumentos que os produzem. As observações em rádio são feitas por um conjunto de antenas em solo, portanto possui períodos de observação e de noite. Já as observações em altas energias só são possíveis por instrumentos em satélites, devido à alta absorção da atmosfera terrestre nesses comprimentos de onda. No caso dos dados trabalhados, as bases de dados contam com política de livre acesso; o tratamento e manipulação desses dados foi realizado com o *Solar Soft Ware* (SSW), um conjunto de rotinas desenvolvidas e mantidas pela comunidade internacional de física solar com o objetivo de coordenar e facilitar os trabalhos dessa comunidade (SOLAR SOFT WARE, 2009).

4.1.1 MAGNETOGRAMAS

Os magnetogramas são mapas do campo magnético solar fotosférico, produzidos a partir de medidas do efeito Zeeman inverso (efeito Zeeman sobre linhas de absorção). Este efeito é resultado da interação do campo magnético com elétrons, alterando seu momento angular magnético e também sua energia. O efeito se manifesta pela separação de estados degenerados de energia como linhas espectrais equidistantes da linha central (que seria a única linha espectral observada na situação em que não há presença do campo). A separação é proporcional ao comprimento de onda da linha espectral, λ_0 , e à intensidade do campo, B :

$$\Delta\lambda \propto \lambda_0^2 B \quad (4.1)$$

Quando a observação ocorre na direção perpendicular ao campo, três linhas espectrais são vistas: λ_0 , $\lambda_0 + \frac{1}{2}\Delta\lambda$ e $\lambda_0 - \frac{1}{2}\Delta\lambda$. Se a observação é na direção paralela ao campo, somente as linhas separadas são vistas e neste caso mede-se a componente longitudinal do campo. A polaridade norte ou sul do campo magnético é obtido a partir de medidas de polarimetria. A linha espectral central tem polarização linear, mas as duas linhas separadas tem polarização circular. A componente com polarização circular à direita indica campos magnéticos com polarização norte (para fora

do Sol) e a componente com polarização circular à esquerda indica campos com polarização sul (para dentro do Sol). Os magnetogramas longitudinais medem a intensidade da componente vertical (B_z) do campo. Magnetogramas vetoriais (possuem as componentes B_x , B_y e B_z) são produzidos com a utilização de diferentes técnicas, por exemplo, pela minimização entre os perfis teóricos e observados dos parâmetros de Stokes (SKUMANICH et al., 1987). Na produção dos dois tipos de magnetogramas pode ocorrer a saturação do efeito Zeeman, uma anticorrelação entre o sinal da polarização circular com a intensidade do campo magnético longitudinal em regiões de campo magnético intenso.

Atualmente, os magnetogramas são produzidos com regularidade pelos instrumentos de dois satélites: o *Michelson Doppler Imager* (MDI) a bordo do satélite SOHO (*SOLar and Heliospheric Observatory*) e pelo *Solar Optical Telescope* (SOT) a bordo do satélite *Hinode*.

O MDI (SCHERRER et al., 1995) foi lançado em 1995 e desde então observa a atividade magnética e sismológica. O MDI mede, essencialmente, observáveis em linhas espectrais: intensidade, profundidade, velocidade (através do desvio Doppler), e separação (pelo efeito Zeeman, produzindo os magnetogramas). Cada um destes é medido independentemente selecionando-se a banda, a polarização e o modo de observação (o campo de visão).

A banda de observação é centrada na linha de absorção do NiI (6767.8 \AA) e pode ser variada em passos de 8 m\AA até 377 m\AA sobre o centro da banda; a largura de banda é fixa em 94 m\AA . A polarização pode ser observada nos modos s e p das ondas acústicas e nos modos circulares das ondas eletromagnéticas. Os modos de observação são o de disco (*full disk*), com escala de placa de $2''$ por pixel e resolução de $4''$, ou de alta resolução num campo de $11'$ com escala de placa de $0,625''$ por pixel e resolução de $1,25''$. Outros modos de observação são o de *flat-field* e *dark*, para calibragem. A binagem, suavização e aplicação de máscaras nos dados são procedimentos realizados automaticamente antes da transmissão dos dados. Os tempos de integração são de 1 ou cinco minutos, com ruídos de 30G ou 15G, respectivamente, por pixel. Os dados são disponibilizados no formato *fits* (*Flexible Image Transport System*), já calibrados e em unidades físicas. Os magnetogramas produzidos pelo MDI são os longitudinais, ou seja, fornecem apenas a componente do campo magnético na direção da linha de visada. Em Dezembro de 2008 os magnetogramas sofreram uma recalibragem (passando para o nível 1.8.2) para correção do fundo de raios cósmicos

(que foi aumentado em relação à calibragem anterior). Outra alteração foi a introdução de um novo mapa de sensibilidade magnética. O acesso aos dados é feito através do endereço eletrônico: <http://soi.stanford.edu/data/>

Os dados do MDI que foram utilizados são apresentados na tabela 4.1 a seguir:

Tabela 4.1 - Dados MDI

Nome do arquivo	Data e horário (UT)
fdM_96m_01d.5094.0001.fits	13/12/2006 01:39:01.13
fdM_96m_01d.5094.0002.fits	13/12/2006 03:15:01.13

Os dois conjuntos de dados apresentam saturação na mancha de polaridade sul. Para tentar corrigir esse defeito, pode-se aplicar alguma distribuição de intensidades na região afetada, por exemplo uma distribuição gaussiana. Na figura 4.1 esse tipo de correção foi aplicada; porém, conforme será mostrado no capítulo 5, essa alteração não influenciou a extrapolação das linhas nessa região.

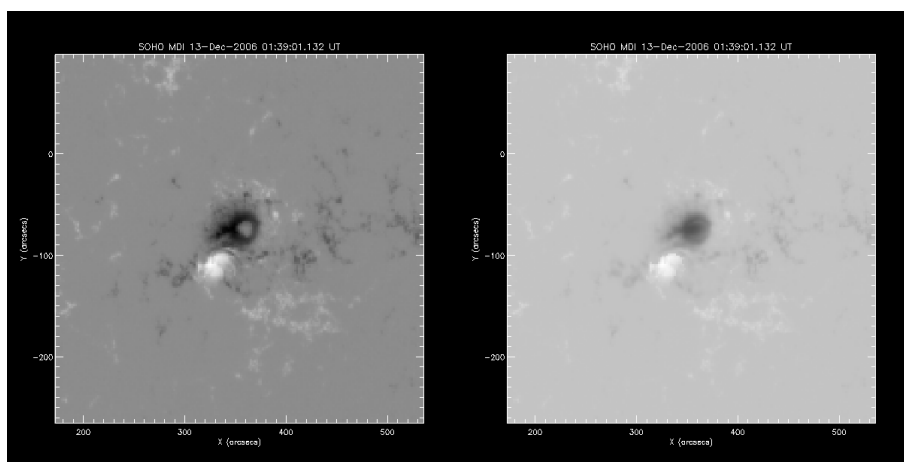


Figura 4.1 - À esquerda, magnetograma com saturação na região de estudo, e à direita, a mesma região com uma dessaturação gaussiana aplicada.

4.1.2 IMAGENS E PERFIS TEMPORAIS EM RÁDIO

As observações em rádio foram feitas pelos instrumentos do *Nobeyama Radio Observatory* (NoRO), o espectro-polarímetro *Nobeyama Radio Polarimeter* (NoRP) e o rádio-heliógrafo *Nobeyama Radio Heliograph* (NoRH). O NoRP produz curvas de luz

em sete diferentes frequências na faixa das microondas, e o NoRH produz imagens do disco em duas frequências (17 e 34 GHz). O acesso aos dados é feito tanto na página do observatório (<http://solar.nro.nao.ac.jp/>) quanto via comandos específicos do *Solar Software* (SSW) (NORO, 2007a; NORO, 2007b).

O NoRP (NAKAJIMA et al., 1985; TORII et al., 1979) é formado por sete antenas independentes, cada uma trabalhando em uma das seguintes frequências: 1, 2, 3.75, 9.4, 17, 35 e 80 GHz. As antenas captam o fluxo total proveniente do Sol com resolução temporal de 0,1 s no modo evento e 1 s no modo de patrulha. O conjunto está ativo desde a década de 1980, e a partir da década de 1990 com todas as sete frequências. O dados do NoRP estão no formato *xdr*, um formato de arquivo de dados da linguagem *Interactive Data Language* (IDL). Esses dados contém o fluxo total do disco solar em cada um dos canais de frequência do instrumento com resolução temporal de 0,1 s.

O NoRH (NAKAJIMA et al., 1994) é um interferômetro composto por 84 antenas de seção parabólica, cada uma com 80 cm de diâmetro. O arranjo é em “T”, com o braço maior no sentido leste/oeste e comprimento de 490 m, e com braço transversal medindo 220 m. A resolução temporal é semelhante ao NoRP, de 0,1 s no modo evento e 1s no modo patrulha. A resolução espacial é de 10” em 17 GHz e 5” em 34 GHz. As observações são convoluídas com o *Clean* e as imagens geradas são disponibilizadas no formato *fits* e contém o fluxo nas duas polarizações circulares em 17 GHz e a intensidade total em 34 GHz.

Para o evento estudado os dados disponíveis são aqueles no modo patrulha, e estão listados na tabela 4.2.

Nem todas as imagens citadas na tabela anterior dizem respeito à emissão girosincrotrônica. Nos instantes 01:54 UT e 03:15 UT a emissão observada é a giroressonante. Este mecanismo de emissão é similar ao girossincrotrônico, mas com uma população eletrônica com distribuição de energia térmica. Os elétrons da emissão giroressonante também espiralam ao redor as linhas de campo, portanto também estão confinados a estas regiões de campos intensos que definem a morfologia do campo. Porém, a emissão da explosão não pode ter seu fluxo avaliada por estas observações. Na figura 4.2 a seguir essas imagens são apresentadas. No NoRP os máximos de emissão em 17 e 34 GHz foram, respectivamente, de 12784 SFU 13685 SFU.

Tabela 4.2 - Dados em rádio

NoRH		
Nome do arquivo	Data e horário (UT)	Frequência (GHz)
ipa061213_015455.fits	13/12/2006 01:54:55	17
ipz061213_015455.fits	13/12/2006 01:54:55	34
ipa061213_023300.fits	13/12/2006 02:33:00	17
ipz061213_023300.fits	13/12/2006 02:33:00	34
ipa061213_031500.fits	13/12/2006 03:15:00	17
ipz061213_031500.fits	13/12/2006 03:15:00	34

NoRP		
Nome do arquivo	Data	Horário do início/fim (UT)
norp_20061213_0247.xdr	13/12/2006	02:21:02 - 03:39:23

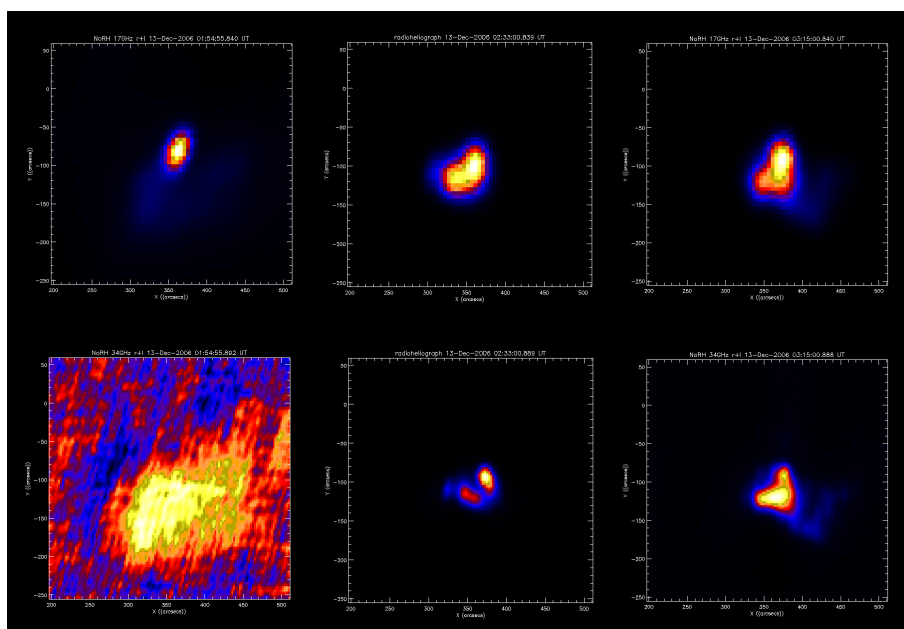


Figura 4.2 - Imagens do NoRH em três instantes do evento. Acima, imagens em 17 GHz, e abaixo, em 34 GHz. O pico da emissão girossincrotrônica ocorre por volta do horário da imagem central.

Os perfis temporais do NoRP formam um conjunto de dados interessante pois a partir deles pode-se montar um espectro de potência da emissão girossincrotrônica. A figura 4.3 apresenta o perfil temporal da emissão em 5 frequências entre 3 e 80 GHz. As emissões em 1 e 2 GHz possuem picos de emissão acima de 30000 SFU, mais intensos que as emissões apresentadas, e não são consideradas pois represen-

tam a emissão de outros mecanismos que não o girossincrotrônico. A esses perfis temporais considerados faz-se a subtração do *background* da emissão *bremsthralung* e, tomando-se a emissão de pico dentro do intervalo da fase impulsiva, o espectro de potência do evento é construído.

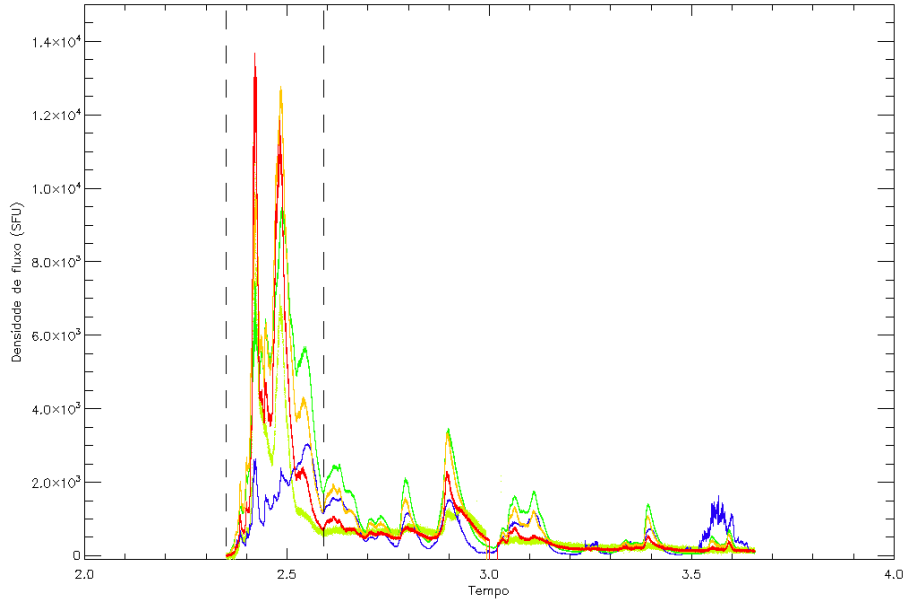


Figura 4.3 - Perfil temporal observado em 3,75, 9, 17, 35 e 80 GHz com o NoRP, com início de observação às 02:21 UT e fim às 03:39 UT; as linhas verticais tracejadas indicam a fase impulsiva.

Na figura 4.4 o espectro de potência é mostrado com ajuste dado por uma lei de potência na forma (STAHLI et al., 1989):

$$F(\nu) = A\nu^a(1 - e^{-B\nu^{-b}}) \quad (4.2)$$

A densidade de fluxo F é ajustada com a minimização do χ^2 entre os valores observacionais e o teórico, sendo que os valores iniciais do ajuste foram obtidos de um simples ajuste linear em cada regime óptico. A , a , B e b são parâmetros a serem ajustados, e se relacionam ao índice espectral do regime ópticamente espesso (a), índice espectral do regime ópticamente fino ($a - b$), frequência e fluxo de pico.

Os índices espectrais obtidos foram 0,61 no regime ópticamente espesso e -1,60 no

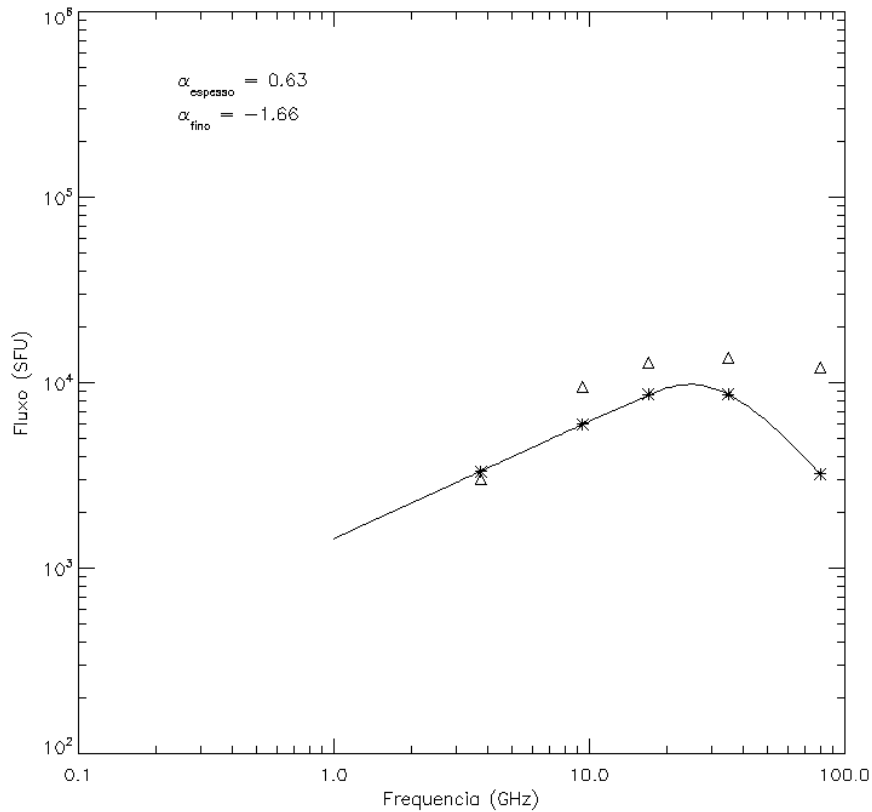


Figura 4.4 - Espectro de potência ajustado pela equação 4.3

regime opticamente fino. Usando a relação [Dulk \(1985\)](#) :

$$\delta = \frac{1,22 - \alpha_{\text{fino}}}{0,9} \quad (4.3)$$

Onde α_{fino} é o índice espectral do regime opticamente fino, o índice espectral dos elétrons emissores δ determinado foi de 3,13.

4.1.3 IMAGENS EM RAIOS-X DUROS

O *Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager* (RHESSI) é um instrumento espectrógrafo e imageador em altas energias a bordo do satélite *Small Explorer 6* (SMEX 6). O imageador é composto de nove detectores e um par de grades que estão em movimento constante e produzem uma modulação no fluxo de fótons. Cada ponto de incidência associado a uma determinada modulação das grades terá um

número finito de trajetórias possíveis, determinando um mapa de probabilidade. Utilizando algum método de deconvolução pode-se reconstruir a imagem do céu naquele tempo de integração. Para o RHESSI vários métodos estão implantados no SSW: o *Clean*, o *Forward Fit*, o *Pixon*, o método da máxima entropia e derivados destes (RHESSI DATA AND SOFTWARE CENTER, 2009).

O imageador observa fontes de 2" a 180" com resolução espectral de 2" até 100 keV, 7" até 400 keV e 36" acima de 1 MeV. A resolução temporal de algumas dezenas de segundos permite tomar imagens em escalas de tempo compatíveis com as explosões. Os dados são disponibilizados no formato .fits de nível 0 (não calibrados) a partir de Fevereiro de 2002 e contém as informações necessárias à calibragem e os dados para a construção das imagens e curvas com as contagens dos canais de energia. O arquivo de dados utilizados foi o hsi_20061213_023100_004.fits, com data de 13 de Dezembro de 2006, horário às 02:33:54 e tempo de integração de 4s.

O processamento de imagens no RHESSI *Graphical User Interface* (GUI) depende da escolha dos canais de energia e colimadores, para verificar em quais colimadores e canais de energia existe sinal para deconvolução. Com a opção de imageamento *Back Projection* o mapa de probabilidade de cada colimador é determinado para todos os canais de energia. No caso deste evento, os colimadores e canais de energia utilizados estão na tabela 4.3.

Tabela 4.3 - Canais de energia e colimadores utilizados

Canais de energia (keV)	Colimadores
3-6	5F 6F 8F
6-12	5F 6F 7F 8F
12-25	5F 6F 7F 8F
25-50	5F 6F 7F 8F
50-100	7F 8F
100-300	8F

A opção pelo método de deconvolução mais adequado no tratamento das imagens foi discutida recentemente por Dennis e Pernak (2009). Cada algoritmo apresenta vantagens e desvantagens em relação à capacidade de definição do número e tamanho da fonte, e tempo computacional dispendido. Dois algoritmos foram usados na imagem do evento: o *Clean* e o *Forward Fit*. Embora *Clean* seja o mais consagrado dos

métodos de deconvolução, ele pode não resolver corretamente duas fontes e, neste caso, o *Forward Fit* pode ser aplicado pois ele é adequado para resolver o número de fontes. Na figura 4.5 estão algumas das imagens obtidas pelos dois métodos. Todas as imagens processadas encontram-se no anexo A.

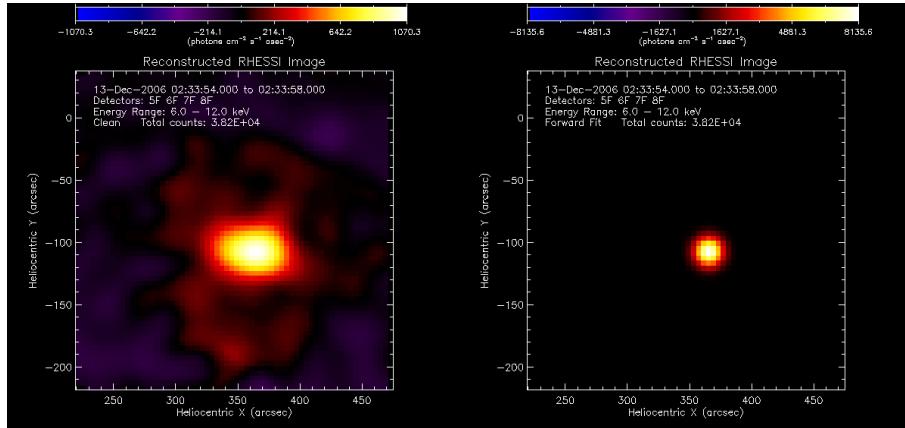


Figura 4.5 - Imagem no canal de energia 3-6 keV do RHESSI: à esquerda com o *Clean* e à direita com o *Forward Fit*.

4.1.4 IMAGENS EM ULTRAVIOLETA EXTREMO

O *Transition Region and Coronal Explorer* (TRACE) está a bordo do SMEX 4, é um imageador que utiliza um telescópio de 30 cm de abertura com montagem Cassegrain de incidência normal para registrar imagens de alta resolução no ultravioleta e ultravioleta extremo. Os comprimentos de onda observados com as respectivas larguras de banda encontram-se na tabela 4.4; a seleção de comprimentos de onda é feita com uma roda de filtros.

Tabela 4.4 - Comprimentos de onda observados pelo TRACE

λ (Å)	Largura de banda (Å)	Linha espectral
1700	200	contínuo
1600	275	C I, Fe II
1550	20	C IV
1216	84	Lyman α
284	10,7	Fe XV
195	6,5	Fe XII
173	6,4	Fe IX

Num campo de visão com 8,5' de lado, a resolução espacial é de 1" com escala de placa de 0,5" por pixel num CCD de 1024x1024 pixels. Os dados são disponibilizados no formato *fits*, não calibrados, através do SSW ou do endereço eletrônico http://trace.lmsal.com/trace_cat.html. As rotinas de calibração, tratamento e manipulação dos dados estão incorporadas ao SSW. Os dados utilizados estão descritos na tabela 4.5 a seguir.

Tabela 4.5 - Dados TRACE

Nome do arquivo	λ (Å)	Data e horário (UT)
tri20061213.0100_0213.fits	195	13/12/2006 01:46:53
tri20061213.0300_0081.fits	195	13/12/2006 03:17:38

O TRACE não possuía imagens em instantes próximos ao pico do evento (02:33 UT); na figura 4.6 a seguir são apresentadas duas imagens outros dois momentos, mais próximos aos instantes em que os magnetogramas foram tomados. Na figura 4.7 uma imagem próxima do pico feita por outros instrumento, o *Extreme ultraviolet Imager Telescope* (EIT) a bordo do satélite *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO), também em 195 Å porém com menor resolução é apresentada.

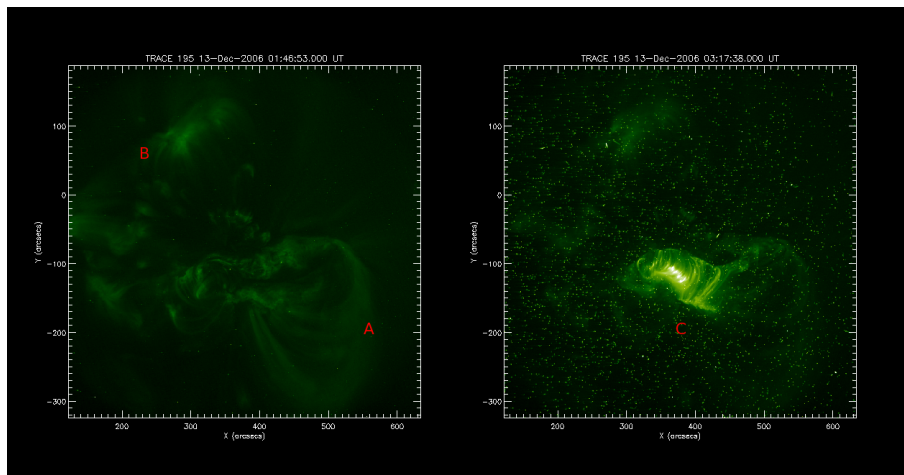


Figura 4.6 - Imagens do TRACE com destaque para estruturas de larga escala: às 01:46 UT destacam-se as estruturas 1 e 2, e às 03:17 a estrutura 3 em forma de um tubo.

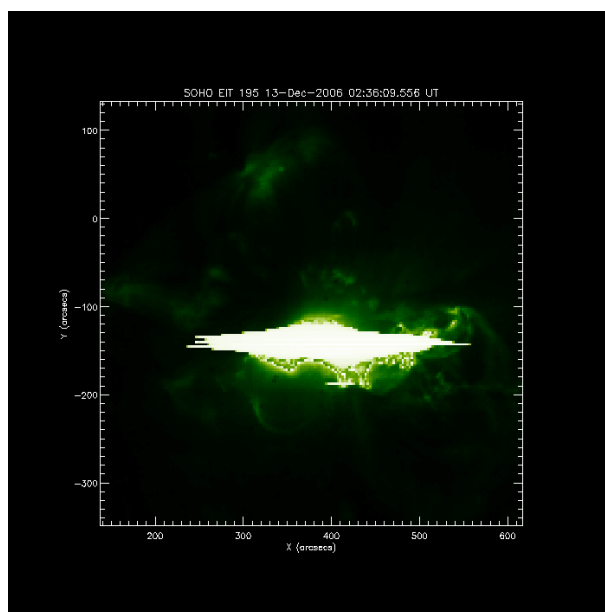


Figura 4.7 - Imagem do EIT às 02:36 UT com saturação. Notar que neste horário já percebe-se a estrutura 3 (tubo).

4.2 DESCRIÇÃO DO EVENTO

A região ativa NOAA 10930 surgiu no disco solar em 5 de dezembro de 2006 (S06E58), e durante seu tempo de vida produziu uma série de eventos de média e alta intensidades. A explosão ocorrida no dia 13 de Dezembro com início às 02:13 UT foi uma das mais intensas, classe GOES X3,4, e uma das mais documentadas e estudadas deste período de mínimo de atividade atual. A explosão foi observada como uma do tipo *two ribbon* (como dois laços).

O evento foi um dos primeiros observados pelo satélite *Hinode*. Durante o período de observação de uma semana, mudanças tanto nas zonas ativas quanto na região explosiva foram observadas (KUBO et al., 2007). Durante esse período foi clara a movimentação da mancha de polaridade norte em torno da mancha de polaridade sul, o afloramentos de regiões efêmeras e a formação de estruturas complexas ao redor da linha de inversão de polaridade. No dia 13, ocorreu a imersão da polaridade norte na região da polaridade sul e a explosão foi vista como dois laços fulgurantes no local da imersão. Os autores concluem que as variações na configuração magnética são devidas à explosão pois o ângulo de azimute varia em 90° entre os mapas tomados antes e depois do evento.

A explosão foi acompanhada de uma ejeção de massa coronal (CME) e de eventos subsequentes como partículas energéticas, choques interplanetários e uma nuvem magnética. A CME deu origem a uma nuvem magnética que se propagou pelo meio interplanetário até atingir a magnetosfera terrestre. Observou-se que a velocidade inicial da CME foi de 1774 km s^{-1} e que ocorreu uma desaceleração no meio interplanetário. Com os modelos atuais de reconstrução de nuvens magnéticas, (LIU *et al.*, 2008) concluíram que a estrutura magnética tinha orientação oblíqua em relação aos laços observados na explosão. Com as observações feita pelas naves (STEREO), (ROSENVINGE *et al.*, 2009) concluíram que a propagação das partículas energéticas ocorreu de forma anisotrópica, sugerindo que a estrutura da nuvem magnética pode apresentar mais de um tubo de fluxo magnético. Embora ainda relacionando as estruturas magnéticas de explosões solares e CMEs, com extrapolações de campos magnéticos alguns autores começam a sugerir relações mais fortes entre elas. Schrijver *et al.* (2008) realizam uma extrapolação de campo livre de forças não linear e mostram que existem fortes correntes elétricas nas regiões onde foram observados os primeiros sinais da CME.

5 METODOLOGIA

A metodologia proposta neste trabalho propõe integrar um método de extrapolação de campos livres de forças ao método de transferência radiativa para emissão girossincrotrônica desenvolvido pelo grupo. Além disso, a metodologia propõe utilizar dados de diferentes instrumentos em diferentes comprimentos de onda de forma complementar, cruzando as informações para melhor definir os parâmetros de estudo.

A partir deste ponto, o conjunto de dados e análises feitas no instante do evento anterior ao pico em rádio será referenciado como o instante 1 e no instante após o pico em rádio, como o instante 2.

As etapas de trabalho são, para os instantes 1 e 2:

- Extrapolação das linhas de campo
- Comparação com as observações no ultravioleta extremo
- Definição do melhor α
- Definição da região emissora
- Definição dos parâmetros da região emissora
- Transferência radiativa

O código de extrapolação das linhas de campo foi feita em IDL por Joaquim E. R. Costa, baseado na solução por transformada de Fourier de [Nakagawa e Raadu \(1972\)](#) (ver capítulo 2), que calcula as três componentes do campo em magnitude e direção. O ponto de partida é a leitura do arquivo *fits* e a seleção de uma seção com 2^n pixels de lado, onde n é um inteiro positivo. Essa área na fotosfera determina um cubo de 2^n pixels de aresta, cada voxel desse cubo com a dimensão correspondente à escala de placa do instrumento. No caso do MDI, cada voxel tem 1.386×10^8 cm de lado.

O parâmetro α , ou a torção das linhas de campo, é um valor normalizado ($-1 \leq \alpha \leq 1$) que é uma entrada neste etapa do programa. A extrapolação de cada componente B_x , B_y e B_z do campo é realizada a partir da fotosfera (que corresponde a $z=0$) segundo as equações 2.21. As soluções para B_x , B_y e B_z são válidas e satisfazem à

condição do solenóide quando a área da seleção possui um campo total nulo (ou muito próximo de zero). Se esta condição não é satisfeita, pode ser feita uma subtração pelo valor médio daquela seleção, pelo plano médio, ou nenhuma operação de subtração, mantendo o fluxo não nulo.

A extrapolação do campo envolve o cálculo dos coeficientes de Fourier em cada uma das componentes. O tempo de cálculo é aquele característico das transformadas rápidas de Fourier. A construção das linhas de campo é feita em outra etapa do programa. Dadas as três componentes do campo e um ponto inicial, as coordenadas (x,y,z) que determinam uma linha de campo magnético são determinadas avançando-se ao longo do elemento de arco dS (equação 4.1). Uma opção interessante nesta etapa é trabalhar somente com as linhas de campo que se fecham dentro do área da seleção feita no magnetograma. Todos os resultados (campos extrapolados, linhas de campo), são salvos em formatos do IDL e transportados para o código de transferência radiativa.

Os magnetogramas trabalhados apresentaram saturação na mancha de polaridade sul. Uma dessaturação foi realizada aplicando-se uma gaussiana centrada no pixel de maior anticorrelação e até a borda da saturação. Os campos extrapolados sobre esse magnetograma, no entanto, não apresentaram nenhuma diferença significativa em relação à morfologia das linhas, como ilustra a figura 5.1.

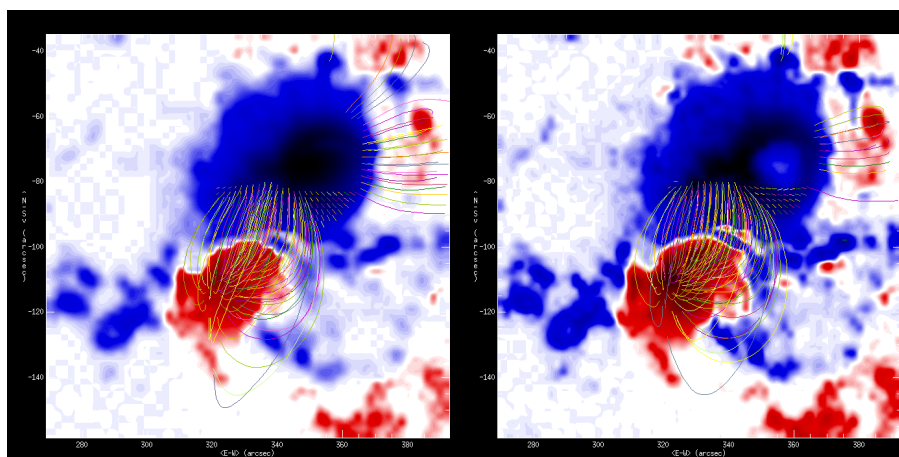


Figura 5.1 - Extrapolação de campo potencial ($\alpha = 0$) usando como condição inicial o magnetograma sem saturação (à esquerda) e com saturação (à direita). Somente campos acima de 900 G são mostrados.

Um passo adicional foi incluído conforme o desenvolvimento da metodologia: o preenchimento de pixels entre linhas de campo. Quando a extrapolação possui poucas linhas surge uma descontinuidade de campo magnético no espaço. Embora toda a metodologia de trabalho admita um campo discretizado (pixels), é interessante preencher os pixels de maneira uniforme pensando na figura de brilho, produto da transferência radiativa. Assim, aos campos extrapolados é aplicada uma convolução do tipo *boxcar* com um decaimento gaussiano centrado nos pixels que possuem campo.

O código *gyrosyncs* (SIMÕES, 2005), que calcula os coeficientes de emissão e absorção conforme as soluções numéricas de Ramaty (RAMATY, 1969), trabalha com um único voxel de dimensões (profundidade e tamanho angular) ajustáveis, mas o campo magnético e o ângulo este campo e a linha de visada devem ser escalares (uma única entrada). Para trabalhar com este código associado a um cubo de campos e de ângulos (múltiplas entradas) de maneira computacionalmente eficiente foi necessário trabalhar com a desmontagem e remontagem da matriz de campos. Outra opção seria preparar o código *gyrosyncs* para trabalhar com matrizes ao invés de escalares. A desmontagem de uma matriz tridimensional de dados consiste em transformá-la em um vetor linha e realizar todas as operações desejadas e transformá-la novamente em uma matriz 3D. Esse procedimento, realizado na rotina *tansf_2d_sol*, está ilustrado na figura 5.2.

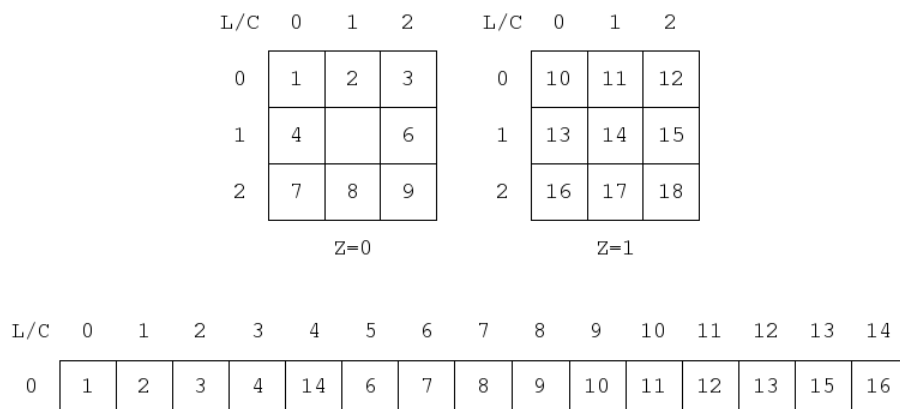


Figura 5.2 - Princípio do processo de desmontagem: a matriz com 3 linhas ($L=0,1,2$), 3 colunas ($C=0,1,2$) e 2 planos ($z=0,1$) é disposta em sequência num vetor linha ($L=0, C=0, \dots, 14$); como todas as operações realizadas só ocorrem cumulativamente no sentido z todas as posições nulas são ignoradas.

As operações realizadas sobre a matriz linha são:

- Cálculo dos coeficientes de emissão e absorção
- Cálculo das densidades de fluxo
- Cálculo das emissividades
- Cálculo das opacidades ópticas
- Cálculo das emissividades
- Acumulação das emissividades para transferir para o próximo nível

Para garantir que a desmontagem e remontagem da matriz é feita de forma correta foram realizados testes sobre um cubo de dados, montado com 64 linhas, 64 colunas e 20 planos com posições preenchidas de maneira a formar uma figura como uma letra "C". Essa figura é variante sobre rotação, ou seja, caso algum procedimento incorreto durante a desmontagem ou remontagem fosse realizado, seria visualizado na saída. Um segundo teste realizado foi verificar o procedimento da transferência radiativa: para dado conjunto de parâmetros, o código `gyrosyncs` deve obter o mesmo resultado que o `transf_2d_sol`, quando comparamos tamanhos de fontes emissoras equivalentes. Na tabela 5.1 os parâmetros utilizados estão especificados, e na figura 5.3 as imagens obtidas pelos dois códigos são apresentadas.

Tabela 5.1 - Parâmetros de teste

Parâmetros	gyrosyncs	transf_2d_sol
δ	2.75	2.75
Energia	10 keV a 1 MeV	10 keV a 1 MeV
B (G)	1000	1000
θ (°)	45	45
N_{el} (cm ⁻³)	1x10 ⁷	1x10 ⁷
ν (Hz)	17/34	17/34
LSource (cm)	2,772x10 ⁹ /1,386x10 ⁸	1,386x10 ⁸ /1,386x10 ⁸

O produto final da transferência radiativa é um vetor com duas imagens, correspondentes às densidades de fluxos (em SFU) aos modos ordinário e extraordinário, cada uma delas uma imagem de 2^n pixels de lado.

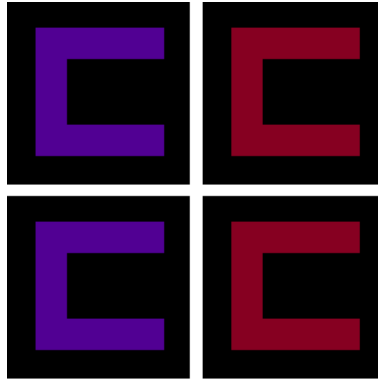


Figura 5.3 - Linha superior: resultados dos testes no código gyrosyncs com os parâmetros da tabela 5.1. Linha inferior: resultados dos testes no código transfer_2d_sol. Colunas: à esquerda emissão em 17 GHz e à direita, em 34 GHz na coluna da direita. No caso do gyrosyncs a figura é montada com o mesmo preenchimento da matriz de campos magnéticos e ângulos.

O tratamento das imagens do NoRH, TRACE, RHESSI e MDI foi feito, em sua maior parte, com SSW. Como existem diferenças de apontamento entre esses instrumentos, foi realizado um ajuste manual para que as imagens tivessem a melhor correspondência espacial. Os ajustes são discutidos no próximo capítulo, conforme as imagens forem apresentadas.

6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

6.1 RESULTADOS DAS EXTRAPOLAÇÕES

A escolha da melhor extrapolação magnética (ou seja, qual o melhor valor de α), foi feita, inicialmente, baseada na identificação das estruturas A, B e C das imagens em ultravioleta extremo do TRACE.

Para as extrapolações realizadas sobre o magnetograma do instante 1, com $\alpha = -0,02$ os grandes arcos das estruturas A e B (ver figura 4.6) são reproduzidos, ao menos em conectividades. Na figura 6.1 extrapolações com $\alpha = -0,02$ e $-0,03$ aparecem lado a lado para mostrar as diferentes conectividades possíveis quando este parâmetro é variado. Porém, mesmo para $\alpha = -0,02$ as estruturas não atingem as dimensões angulares desejadas. No caso de $\alpha = -0,03$, nem mesmo as conectividades se assemelham às das estruturas A e B. No magnetograma do instante 2, a extrapolação deve reproduzir a estrutura C do tubo. Novamente, o melhor resultado ocorre para $\alpha = -0,02$. Para outros valores de α o tubo não se forma, ou se forma com conectividades em regiões mais afastadas.

Nestes dois casos, na região central entre as duas polaridades e sobre a linha de inversão de polaridades forma-se um aglomerado de linhas de campo. Esta região de alta densidade magnética corresponde espacialmente à região de brilho saturado da imagem do EIT e à região emissora de raios-X duros (ver figura 6.2). Portanto, a região acima da linha de inversão de polaridades é identificada como a região da reconexão.

O campo magnético com $\alpha = -0,02$ apresenta linhas de campo magnético formando arcos extensos e altos na coroa solar. Como cada pixel equivale a $1,386 \times 10^8$ cm, essa extrapolação forneceu alturas de até $2,8 \times 10^9$ cm. A transferência radiativa aplicada a esse conjunto de linhas não reproduziu a forma de brilho observada em rádio, tampouco o fluxo quando usados os parâmetros físicos estimados para a região emissora. Portanto, desta primeira análise de extrapolações de campo pode-se concluir apenas que estruturas de larga escala foram reproduzidas com α pequeno. Isso significa que nessas regiões as linhas de campo estão próximas ao regime potencial ($\alpha = 0$), o que pode ser considerado um resultado esperado pois elas fazem parte da região ativa mas não da região da reconexão.

Novas extrapolações visando reproduzir apenas a estrutura da região emissora em

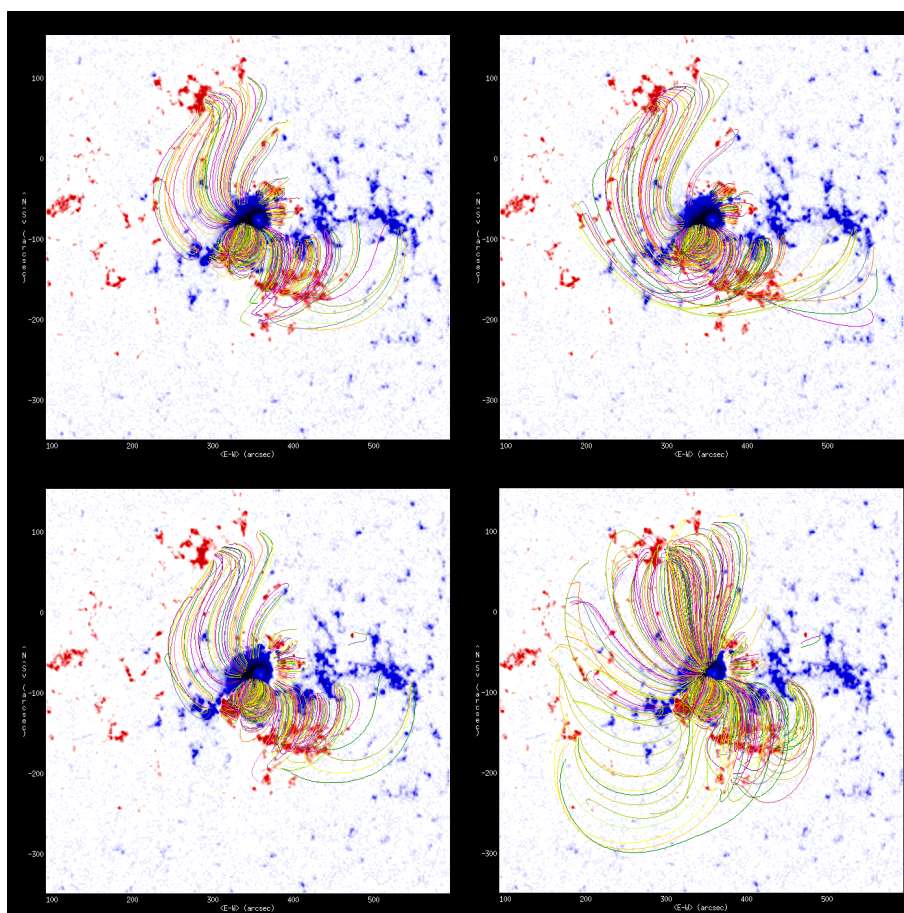


Figura 6.1 - Acima: extrapolações com $\alpha = -0,02$ (esquerda) e $\alpha = -0,03$ (direita), para o instante 1; abaixo: extrapolações com $\alpha = -0,02$ (esquerda) e $\alpha = -0,01$ (direita), para o instante 2). Somente linhas acima de 600 G na fotosfera são mostradas.

rádio foram realizadas. Adotou-se o modelo do arco magnético com dois ‘pés’, um de cada lado da linha de inversão de polaridades. Sob estas condições, obteve-se o melhor $\alpha = -0,1$, indicando uma região de campos magnéticos altamente retorcidos. Na figura 6.3 estão lado a lado uma extrapolação de campo potencial e uma não potencial. Nesta comparação as diferenças morfológicas são mais evidentes, pois o conjunto das linhas formam arcos magnéticos com direções diferentes, embora com conectividades nas mesmas regiões. Aparecem ainda linhas de campo abertas; estas se fecham em regiões fora da região selecionada, e não são consideradas na transferência radiativa.

As linhas fechadas têm dimensões características de arcos coronais. Na tabela 6.1 as dimensões obtidas com cada método de subtração (ou sem subtração) são apresen-

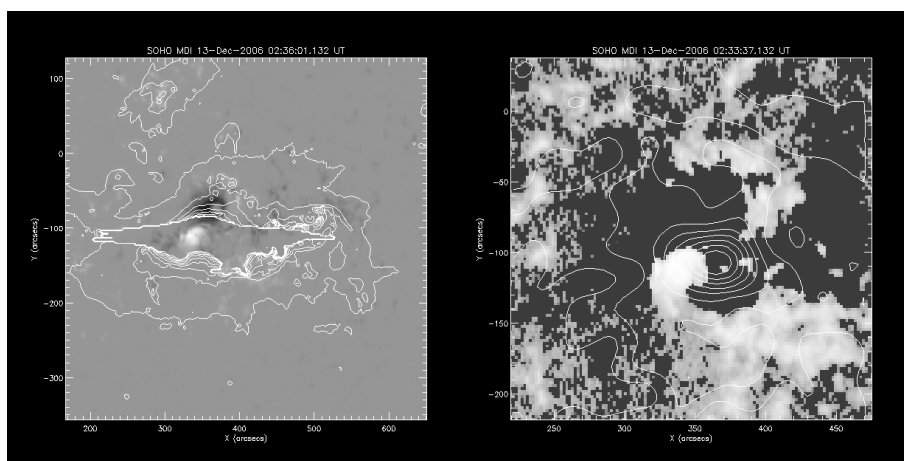


Figura 6.2 - Esquerda: magnetograma rotacionado para o horário da imagem em EUV com contornos do EIT; direita: o mesmo, mas para o horário da imagem em raios-X duros com contornos do RHESSI.

tadas.

Tabela 6.1 - Dimensões das regiões extrapoladas

Magnetograma do instante 1		
Método de subtração	Volume (pixels/cm ⁻³)	Altura máxima (pixels/cm ⁻³)
Média	926/ 2,47x10 ²⁷	11/ 1,52x10 ⁹
Plano médio	1211/ 3,22x10 ²⁷	15/ 2,08x10 ⁹
Sem subtração	827/ 2,20x10 ²⁷	8/ 1,11x10 ⁹
Magnetograma do instante 2		
Método de subtração	Volume (pixels/cm ⁻³)	Altura máxima (pixels/cm ⁻³)
Média	804/ 2,14x10 ²⁷	9/ 1,25x10 ⁹
Plano médio	1148/ 3,06x10 ²⁷	24/ 3,33x10 ⁹
Sem subtração	1061/ 2,82x10 ²⁷	9/ 1,25x10 ⁹

6.2 RESULTADOS DA TRANSFERÊNCIA RADIATIVA

A transferência radiativa foi aplicada aos cubos de dados gerados pelas extrapolações com $\alpha = -0,1$ considerando-se dois conjuntos de dados: o primeiro tem $\delta = 3,13$, resultado obtido da análise espectral em microondas, e o segundo tem $\delta = 2,00$, que proporciona um espectro mais plano e com mais elétrons de altas energias contribuindo para a emissão. Esse segundo conjunto de parâmetros foi assim definido para

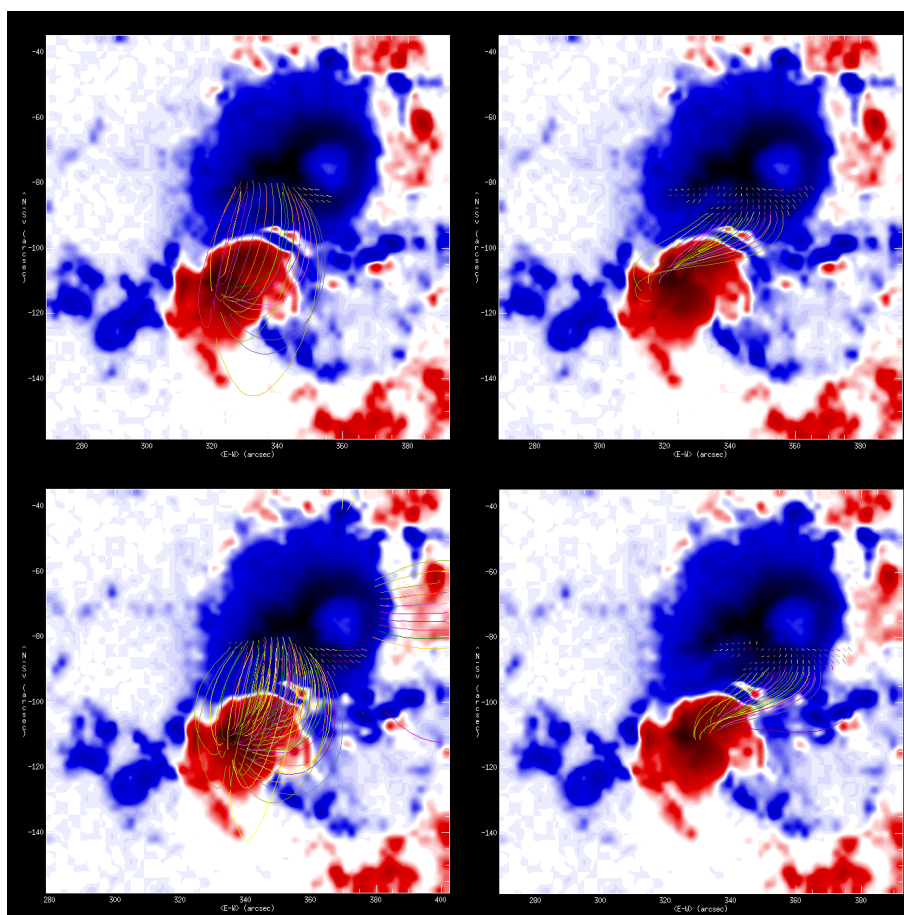


Figura 6.3 - Extrapolações de campo magnético com $\alpha = 0$, (esquerda) e $\alpha = -0,1$ (direita).
 Acima: magnetograma no instante 1; abaixo: magnetograma no instante 2.
 Somente linhas acima de 1000 G na fotosfera são mostradas.

verificar se a transferência radiativa tridimensional é sensível a essas variações de parâmetros.

Os principais resultados obtidos foram:

- a) Para $\delta = 3,13$, o melhor ajuste ocorre para a densidade numérica de elétrons de $7 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$;
- b) Para $\delta = 2,00$, o melhor ajuste ocorre para a densidade numérica de elétrons de $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$; nesse caso a diferença entre o fluxos observado e calculado em 34 GHz foi maior;
- c) No magnetograma do instante 1, os três métodos de subtração reproduzem o resultado de fluxo em 17 e 34 GHz consistentemente entre si, para os dois

valores de δ testados;

- d) Já no magnetograma do instante 2, as extrapolações sem nenhuma correção de subtração resultam em fluxo sempre superior aos demais métodos, porém com a densidade diminuída suficientemente se recupera o resultado;
- e) Em 17 GHz as figuras de brilho reproduzem em parte a morfologia da região emissora (reproduzem uma única fonte);
- f) Em 34 GHz nenhuma extrapolação testada, com ou sem correção para a saturação, reproduziu a emissão com duas fontes (ver figura 6.4).

Em relação a este último resultado, esperava-se que a correção da saturação permitisse reproduzir o segundo pé da emissão em 34 GHz se o campo extrapolado pudesse se conectar nesta região, deixando de formar a estrutura de linhas espalhadas vistas na 6.3. Na 6.4 e na tabela 6.2 são apresentados os melhores resultados obtidos com o método de subtração do valor médio.

Tabela 6.2 - Parâmetros e densidades de fluxos obtidas

$\delta = \mathbf{3,13}$		
Mapa de brilho	Densidade de elétrons (cm^{-3})	Densidade de fluxo (SFU)
I	4×10^6	12721
II	4×10^6	13653
III	1×10^9	12572
IV	9×10^8	13262

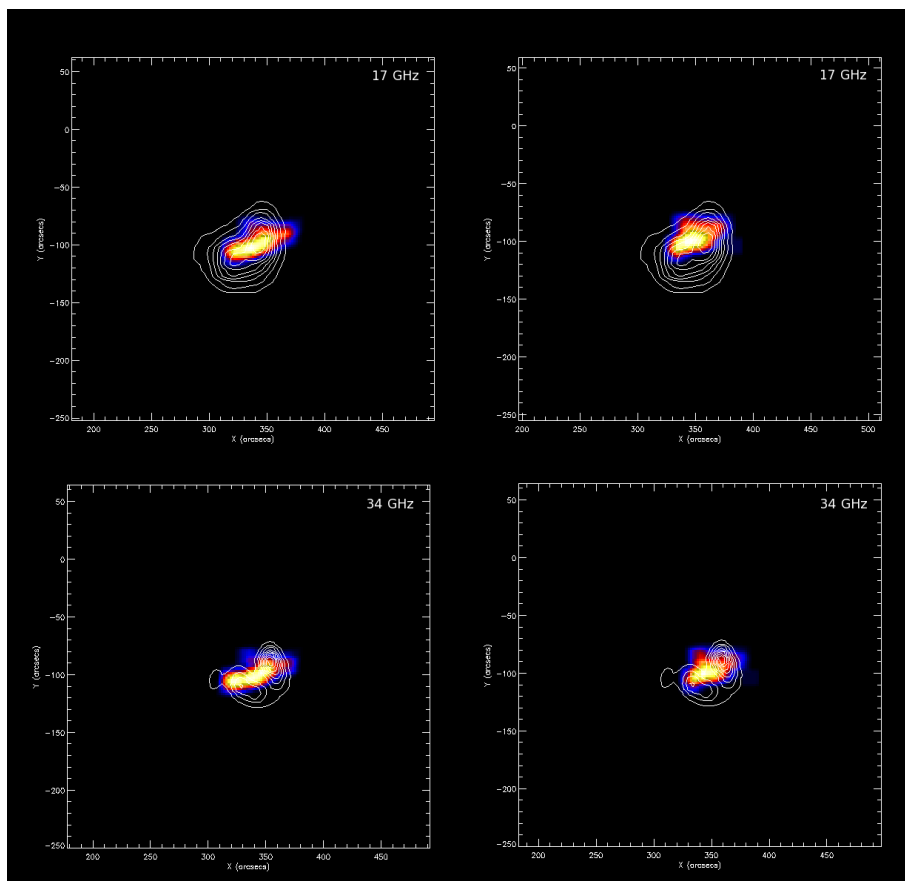


Figura 6.4 - Mapas de brilho em 17 GHz, na linha superior e em 34 GHz, na linha inferior. Os mapas da esquerda (direita) referem-se aos campos extrapolados sobre os magnetogramas no instante 1 (2); os contornos são do NoRH às 02:33 UT.

ANEXO A - IMAGENS DO RHESSI

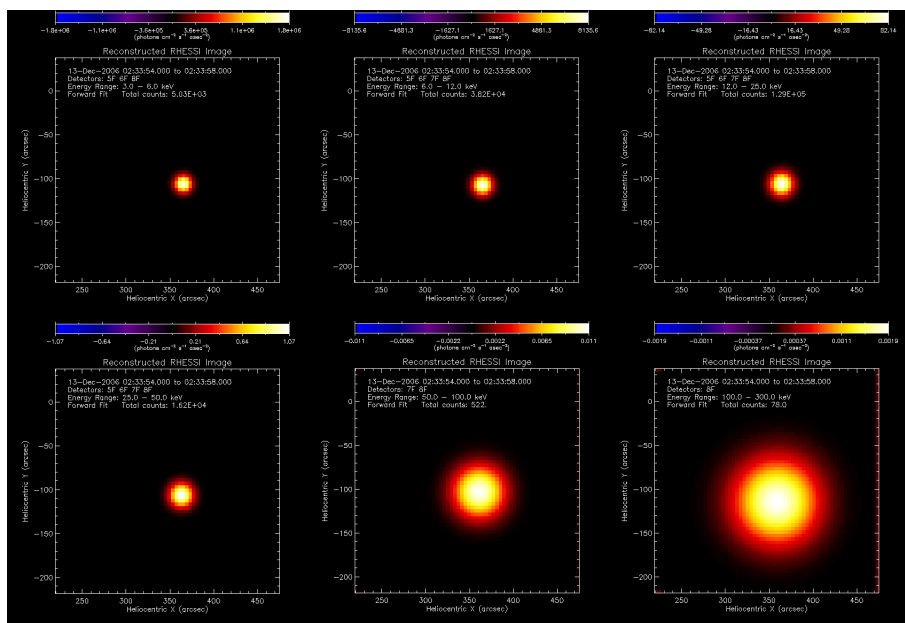


Figura A.1 - Imagens produzidas com o *Forward Fit*.

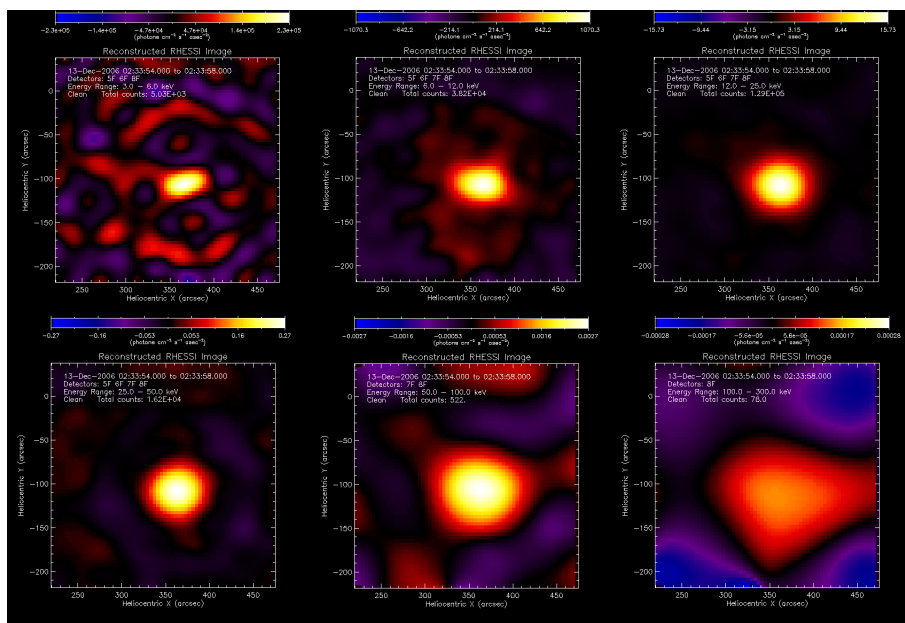


Figura A.2 - Imagens produzidas com o *Clean*.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALTSCHULER, M. D. et al. High resolution mapping of the magnetic field of the solar corona. **Solar Physics**, v. 51, n. 2, p. 345–375, 1977. 5

AMARI, T. et al. Reconstructing the solar coronal magnetic field as a force-free magnetic field. **Solar Physics**, v. 174, n. 1-2, p. 129–149, 1997. 5

ASCHWANDEN, M. **Physics of the Solar Corona**. Chichester: Praxis Publishing Ltd, 2005. 1

BASTIAN, T. S. et al. Radio emission from solar flares. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 36, n. 1, p. 131–188, 1998. 11, 12, 14

BROWN, J. C. The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamic spectra of hard x-ray bursts. **Solar Physics**, v. 18, n. 2, p. 489–502, 1971. 14

CHANDRASEKHAR, S. On force-free magnetic fields. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, v. 42, n. 1, p. 1–5, 1956. 7

CHANDRASEKHAR, S.; KENDALL, P. C. On force-free magnetic fields. **The Astrophysical Journal**, v. 126, p. 457–460, 1957. 7

DÉMOULIN, P. et al. Development of a topological model for solar flares. **Solar Physics**, v. 139, n. 1, p. 105–123, 1991. 1

DENNIS, B. R.; PERNAK, R. L. Hard x-ray flare source sizes measured with the ramaty high energy solar spectroscopic imager. **The Astrophysical Journal**, v. 698, p. 2131–2143, jun 2009. 24

DULK, G. A. Radio emission from the sun and stars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 23, n. 1, p. 169–224, 1985. 11, 23

GARY, D. E.; HURFORD, G. J. Solar radio burst spectral observations, particle acceleration, and wave-particle interactions. In: **Outstanding Problems in Solar System Plasma Physics: Theory and Instrumentation**. [S.l.: s.n.], 1989. p. 237–246. 1

KAUFMANN, P. et al. Sub-terahertz, microwaves and high energy emissions during the 6 December 2006 flare, at 18:40 UT. **Solar Physics**, v. 255, n. 1, p. 131–142, 2009. 15

KUBO, M. et al. Hinode observations of a vector magnetic field change associated with a flare on 2006 december 13. **Publications of Astronomical Society of Japan**, v. 59, n. SP3, p. S779–S784, 2007. 27

KUNDU, M. R. et al. A multiwavelength study of three solar flares. **The Astrophysical Journal**, v. 557, n. 2, p. 880–890, 2001. 14

LIN, R. P.; HUDSON, H. S. 10-100 KeV electron acceleration and emission from solar flares. **Solar Physics**, v. 17, n. 2, p. 412–435, 1971. 13

LIU, Y. et al. A comprehensive view of the 2006 December 13 CME: from the Sun to the interplanetary space. **The Astrophysical Journal**, v. 689, n. 1, p. 563–571, 2008. 28

LOW, B. C.; FLYER, N. The topological nature of boundary value problems for force-free magnetic fields. **The Astrophysical Journal**, v. 668, p. 557–570, 2007. 6

NAKAGAWA, Y.; RAADU, M. A. On practical representation of magnetic field. **Solar Physics**, v. 25, n. 1, p. 127–135, 1972. 7, 29

NAKAJIMA, H. et al. The radiometer and polarimeters at 80, 35, and 17 ghz for solar observations at nobeyama. **Publications of Astronomical Society of Japan**, v. 37, p. 163–170, 1985. 20

_____. The nobeyama radioheliograph. **Proceedings of the IEEE**, v. 82, p. 705–713, may 1994. 20

NOBEYAMA RADIO OBSERVATORY / NAOJ. **Nobeyama Radio Heliograph (NoRH) Analysis Manual ver. 3.0**. Nagano, nov. 2007. 38 p. 20

_____. **Nobeyama Radio Polarimeters (NoRP) Analysis Manual ver. 2.0**. Nagano, nov. 2007. 9 p. 20

PARKER, E. N. Solar and stellar magnetic fields and atmospheric structure: theory. **Solar Physics**, v. 121, n. 1, p. 271–288, 1989. 3

RAMATY, R. Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma. **The Astrophysical Journal**, v. 158, p. 753–769, 1969. 31

- RHESSI DATA AND SOFTWARE CENTER. **RHESSI Image Reconstruction Software - Summary of Image Algorithms**. 2009. Disponível em: <http://hesperia.gsfc.nasa.gov/rhessidatacenter/imaging/alg_summary.html>. Acesso em: 15 de Dezembro de 2009. 24
- ROSENVINGE, T. T. von et al. The solar energetic particle event of 14 december 2006. **Solar Physics**, v. 256, p. 443–462, may 2009. 28
- SAKURAI, T. Calculation of force-free magnetic field with non-constant α . **Solar Physics**, v. 69, n. 2, p. 343–359, 1981. 7
- SCHERRER, P. H. et al. The solar oscillations investigation - Michelson Doppler Imager. **Solar Physics**, v. 162, n. 1, p. 129–188, 1995. 18
- SCHRIJVER, C. J. et al. Nonlinear force-free field modeling of a solar active region around the time of a major flare and coronal mass ejection. **The Astrophysical Journal**, v. 675, n. 2, p. 1637–1644, 2008. 28
- SIMÕES, P. J. A. **Efeitos da radiação girossincrotrônica de explosões solares em ambientes de campos magnéticos complexos**. 116 p. Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2005. 31
- SIMÕES, P. J. A. **Efeitos da distribuição espacial de elétrons na emissão em rádio das explosões solares**. 95 p. Dissertação (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2009. 12
- SKUMANICH, A. et al. Stokes profile analysis and vector magnetic fields. i - inversion of photospheric lines. **The Astrophysical Journal**, v. 322, p. 473–482, nov 1987. 18
- SOLAR SOFTWARE. **Solar Soft**. 2009. Disponível em: <<http://www.lmsal.com/solarsoft/>>. Acesso em: 15 de Dezembro de 2009. 17
- STAHLI, M.; GARY, D. E.; HURFORD, G. J. High-resolution microwave spectra of solar bursts. **Solar Physics**, v. 120, p. 351–368, 1989. 22
- TORII, C. et al. Full-automatic radiopolarimeters for solar patrol at microwave frequencies. In: **Nagoya University, Research Institute of Atmospherics**,

Proceedings. Nagoya: Nagoya University, Research Institute of Atmospheric, 1979. v. 26, p. 129–132. [20](#)

TZATZAKIS, V. et al. A statistical study of microwave flare morphologies. **Solar Physics**, v. 253, n. 1, p. 79–94, 2008. [12](#), [13](#)

WHEATLAND, M. A better linear force-free field. **The Astrophysical Journal**, v. 518, n. 2, p. 948–953, 1999. [7](#)

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

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

Manuais Técnicos (MAN)

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

Notas Técnico-Científicas (NTC)

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

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

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

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

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

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

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

Programas de Computador (PDC)

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

Pré-publicações (PRE)

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