

Vanessa Graziela Teixeira

**Estudo do efeito dos flares na amplitude dos modos  
acústicos solares**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Ciências Exatas da Universidade Federal de Minas Gerais como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Orientadora: Maria Cristina de Assis Rabello Soares

Belo Horizonte

2021

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

T266e Teixeira, Vanessa Graziela.  
Estudo do efeito dos flares na amplitude dos modos acústicos solares / Vanessa Graziela Teixeira. – 2021.  
80f., enc. : il.

Orientadora: Maria Cristina de Assis Rabello Soares.  
Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Minas Gerais,  
Departamento de Física.  
Bibliografia: f. 77-80.

1. Sol. 2. Erupções solares. 3. Campo magnético solar.  
I. Título. II. Soares, Maria Cristina de Assis Rabello. III. Universidade Federal  
de Minas Gerais, Departamento de Física.

CDU – 523.9 (043)



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS  
INSTITUTO DE CIÊNCIAS EXATAS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**ATA DA SESSÃO DE ARGUIÇÃO DA 660ª DISSERTAÇÃO DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA DEFENDIDA POR VANESSA GRAZIELA TEIXEIRA**, orientada pela professora Maria Cristina de Assis Rabello Soares para obtenção do grau de **MESTRE EM FÍSICA**. Às 14:00 horas de quatro de junho de 2021, por videoconferência, reuniu-se a Comissão Examinadora, composta pelos professores **Maria Cristina de Assis Rabello Soares** (Orientadora - Departamento de Física/UFMG), **Marcelo Emilio** (Departamento de Geociências/UEPG) e **Adriana Benetti Marques Valio** (Centro de Rádioastronomia e Astrofísica Mackenzie/UPM) para dar cumprimento ao Artigo 37 do Regimento Geral da UFMG, submetendo a bacharela **VANESSA GRAZIELA TEIXEIRA** à arguição de seu trabalho de dissertação, que recebeu o título de **“Estudo do efeito dos flares na amplitude dos modos acústicos solares”**. A candidata fez uma exposição oral de seu trabalho durante aproximadamente 50 minutos. Após esta, os membros da comissão prosseguiram com a sua arguição e apresentaram seus pareceres individuais sobre o trabalho, concluindo pela aprovação da candidata.

Belo Horizonte, 04 de Junho de 2021.

Profa. Maria Cristina de Assis Rabello Soares  
Orientadora da estudante  
Departamento de Física/UFMG

Prof. Marcelo Emilio  
Departamento de Geociências/UEPG

Profa. Adriana Benetti Marques Valio  
Centro de Rádioastronomia e Astrofísica Mackenzie/UPM

**Candidata:** Vanessa Graziela Teixeira



Documento assinado eletronicamente por **Vanessa Graziela Teixeira, Usuário Externo**, em 08/06/2021, às 14:58, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Adriana Benetti Marques Valio, Usuário Externo**, em 08/06/2021, às 15:17, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).

---



Documento assinado eletronicamente por **Maria Cristina de Assis Rabello Soares, Coordenador(a) de curso**, em 10/06/2021, às 10:51, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).

---



Documento assinado eletronicamente por **Marcelo Emilio, Usuário Externo**, em 11/06/2021, às 17:14, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).

---



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site [https://sei.ufmg.br/sei/controlador\\_externo.php?acao=documento\\_conferir&id\\_orgao\\_acesso\\_externo=0](https://sei.ufmg.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0), informando o código verificador **0771067** e o código CRC **24584285**.

---



# Agradecimentos

Agradeço a Deus por ter me dado todas as forças necessárias para conseguir chegar até aqui e realizar tudo que consegui.

À minha família, por sempre torcer pelo meu sucesso e me proporcionar momentos de alegria em meio às dificuldades.

À minha orientadora Maria Cristina por todo o incentivo, paciência, motivação e empenho em ajudar no meu aprendizado durante esses 2 anos.

A todos os meu colegas que de alguma forma contribuíram para minha formação.

À CAPES, pelo apoio financeiro.



# Resumo

A Heliossismologia possibilita o estudo da estrutura e dinâmica do Sol através da observação e análise dos modos acústicos que se propagam em seu interior. Os flares solares, por sua vez, são um aumento repentino de brilho observado na superfície do Sol originados através da reconexão das linhas de campo magnético, que liberam uma grande quantidade de energia em um curto intervalo de tempo. Acredita-se que parte dessa energia pode contribuir para a excitação dos modos acústicos, aumentando assim suas amplitudes. O objetivo deste trabalho é investigar se e de que forma os flares solares afetam os modos de oscilação no Sol. Primeiramente, foi analisado um dos flares mais energéticos já registrados nas últimas décadas, que ocorreu em 28 de outubro de 2003, utilizando os dados do instrumento MDI (*Michelson Doppler Imager*), a bordo do SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*). Corrigindo o efeito da linha de visada de cada região analisada, não foi constatado nenhum efeito de aumento de amplitude devido ao flare, contrário aos resultados obtidos por Maurya et al. (2009) usando dados do instrumento GONG (*Global Oscillation Network Group*). Em seguida, foi analisado um flare de classe X2.1 usando dados de heliossismologia do instrumento *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) a bordo do satélite *Solar Dynamics Observatory* (SDO/NASA), onde também não foi encontrado nenhum efeito claro do flare sobre a amplitude dos modos. Para concluir, foi feito um estudo estatístico comparativo da variação da amplitude dos modos realizando-se, modo a modo, a diferença entre as amplitudes relativas médias de regiões com e sem flare cujo campo magnético médio era similar. Não foram encontradas variações maiores do que 20 % entre as amplitudes relativas médias. Os resultados obtidos mostraram que a amplitude relativa média das regiões com flare é menor do que a das regiões sem flare para a maior parte dos valores de frequência, resultado este contrário ao esperado. Foi demonstrado que isso se deve ao efeito das regiões ativas presentes em maior número nas vizinhanças das regiões com flares.

**Palavras-chave:** Sol: heliossismologia, Sol: oscilações, Sol: flares.



# Abstract

Helioseismology makes it possible to study the structure and dynamics of the Sun by observing and analyzing the acoustic modes propagating inside it. Solar flares, in turn, are a sudden increase in brightness observed on the surface of the Sun originating from the reconnection of magnetic field lines, which release a large amount of energy in a short period of time. It is believed that some of this energy may contribute to the excitation of acoustic modes, thereby increasing their amplitudes. The aim of this work is to investigate whether and how solar flares affect the oscillation modes on the Sun. First, one of the most energetic flares ever recorded in recent decades, which occurred on October 28, 2003, was analyzed using data from the MDI (*Michelson Doppler Imager*) instrument aboard the SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*). Correcting for the line-of-sight effect of each region analyzed, no amplitude enhancement effect due to the flare was found, contrary to the results obtained by Maurya et al. (2009) using data from the GONG (*Global Oscillation Network Group*) instrument. Next, a class X2.1 flare was analyzed using helioseismic data from the *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) instrument aboard the *Solar Dynamics Observatory* satellite (SDO/NASA), where no clear effect of the flare on the amplitude of the modes was also found. To conclude, a comparative statistical study of the mode amplitude variation was done by performing, mode by mode, the difference between the mean relative amplitudes of regions with and without flare whose mean magnetic field was similar. No variations greater than 20 % were found between the mean relative amplitudes. The results obtained showed that the average relative amplitude of regions with flare is smaller than that of regions without flare for most of the frequency values, a result contrary to what was expected. It was shown that this is due to the effect of the active regions present in larger numbers in the vicinity of the flare regions.

**Keywords:** Sun: helioseismology, Sun: oscillations, Sun: flares.



# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>11</b>
<b>1.1</b>	<b>Heliossismologia</b>	<b>11</b>
1.1.1	Tipos de oscilações solares	12
1.1.2	Teoria das oscilações solares	13
1.1.3	Representação em harmônicos esféricos	16
1.1.4	Propagação das oscilações solares	19
1.1.5	Propriedades dos modos acústicos	23
1.1.6	Heliossismologia global e local	24
<b>1.2</b>	<b>Flares solares</b>	<b>26</b>
1.2.1	Mecanismo responsável pela geração dos flares	29
1.2.2	Transporte de energia	30
<b>1.3</b>	<b>Influência dos flares nas ondas acústicas</b>	<b>32</b>
<b>1.4</b>	<b>Manchas solares</b>	<b>33</b>
<b>1.5</b>	<b>Justificativa e Objetivos</b>	<b>36</b>
<b>2</b>	<b>DADOS OBSERVACIONAIS E METODOLOGIA</b>	<b>37</b>
<b>2.1</b>	<b>Dados Heliossísmicos</b>	<b>37</b>
2.1.1	Helioseismic and Magnetic Imager (HMI)	37
2.1.2	Michelson Doppler Imager (MDI)	38
<b>2.2</b>	<b>Análise de diagrama de anéis</b>	<b>40</b>
2.2.1	Construção do cubo de dados	42
2.2.2	Rastreamento	43
2.2.3	Representação no espaço espectral	43
2.2.4	Determinação dos parâmetros dos modos de oscilação	44
<b>2.3</b>	<b>Cálculo do índice de atividade magnética (MAI)</b>	<b>46</b>
<b>2.4</b>	<b>Identificação dos flares</b>	<b>46</b>
<b>3</b>	<b>FATORES QUE INFLUENCIAM A AMPLITUDE DOS MODOS DE OSCILAÇÃO</b>	<b>49</b>
<b>3.1</b>	<b>Variação com o ângulo de visada</b>	<b>49</b>
<b>3.2</b>	<b>Variação com o campo magnético</b>	<b>51</b>
<b>4</b>	<b>ANÁLISE DE FLARES DE CLASSE X</b>	<b>55</b>
<b>4.1</b>	<b>Estudo do flare de <i>Halloween</i> usando dados do MDI</b>	<b>55</b>
<b>4.2</b>	<b>Estudo de um flare de classe X com dados do HMI</b>	<b>59</b>

5	ESTUDO ESTATÍSTICO DA INFLUÊNCIA DOS FLARES . . . . .	67
6	CONCLUSÕES . . . . .	75
	Referências . . . . .	77

# 1 Introdução

O estudo das oscilações solares (heliossismologia) tem ajudado a responder muitas perguntas relativas ao interior solar, mas tem também levantado novas questões. Uma delas é se os modos de oscilação podem ser influenciados pelos flares solares. Acredita-se que Wolff (1972) tenha sido, provavelmente, o primeiro a sugerir que os flares poderiam exercer um impulso mecânico significativo no Sol e causar uma expansão térmica que levaria uma frente de compressão a se mover para o interior solar - que por sua vez seria capaz de estimular os modos de oscilação. Desde então, vários esforços têm sido feitos para estudar a correlação entre os eventos solares transitórios, como os flares solares e as ejeções de massa coronal, e a intensidade dos modos de oscilações no Sol, usando dados de várias fontes. Este trabalho utiliza a heliossismologia para estudar os possíveis impactos dos flares solares sobre a amplitude dos modos de oscilação observados no Sol. A seguir, serão introduzidos os conceitos básicos necessários para uma compreensão prévia da heliossismologia e dos flares solares.

## 1.1 Heliossismologia

No início dos anos 60, observações do espectro fotosférico solar revelaram a existência de movimentos oscilatórios na superfície do Sol (Leighton et al., 1962). O caráter oscilatório observado na superfície foi teoricamente explicado por Ulrich (1970) e por Leibacher & Stein (1971) como devido a ondas acústicas - geradas por movimentos turbulentos na zona de convecção - aprisionadas em cavidades ressonantes entre a superfície do Sol e um ponto de inflexão interno, cuja profundidade depende da velocidade local do som e da frequência. Apenas alguns anos depois, observações mais precisas realizadas por Deubner (1975) foram capazes de confirmar a hipótese teórica sobre a natureza modal das oscilações solares.

As oscilações solares são observadas nas variações de intensidade das imagens solares ou, mais comumente, na velocidade na linha de visada dos elementos de superfície, que é medida a partir do deslocamento Doppler das linhas espectrais (Figura 1.1). As variações causadas por essas oscilações são muito pequenas, de modo que a observação das oscilações solares exigiu o desenvolvimento de tecnologias sofisticadas. Dependendo dos objetivos científicos por trás das observações desejadas, diferentes estratégias e instrumentação são possíveis para que a mais adequada possa ser adotada para cada caso particular (Kosovichev, 2011a).

As oscilações detectadas na superfície solar fornecem uma oportunidade única para investigações das propriedades internas de uma estrela. Por meio de grandes esforços de observação, incluindo observações extensas do espaço, bem como através do desenvolvi-

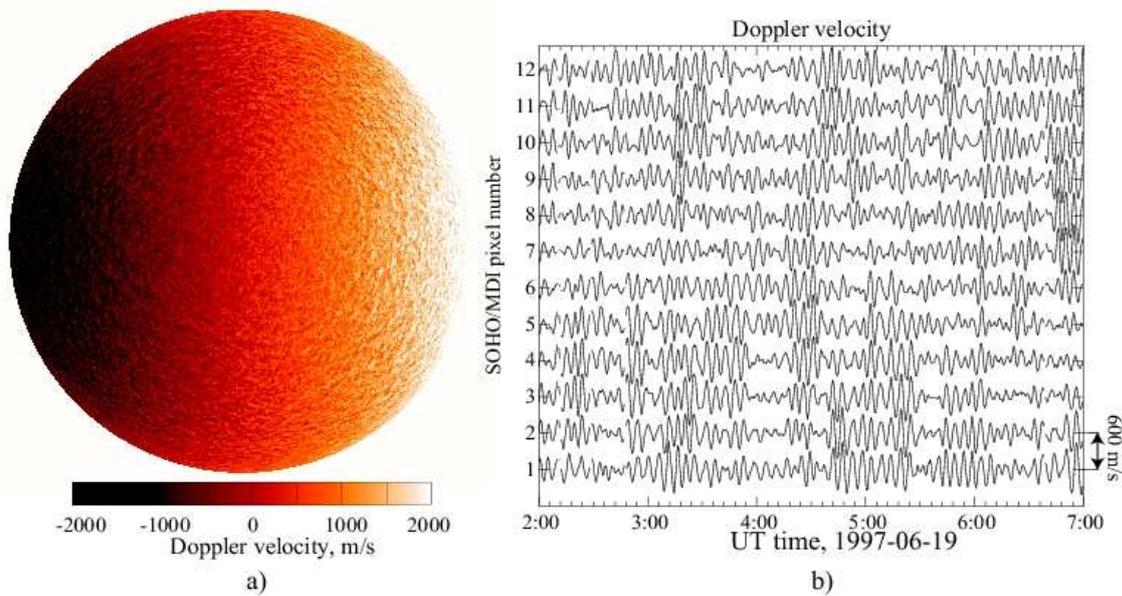


Figura 1.1 – a) Imagem da velocidade na linha de visada da superfície solar obtida pelo instrumento Michelson Doppler Imager (MDI) a bordo da espaçonave SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) em 19/06/1997, 02:00 UT; b) Oscilações da velocidade Doppler, medida pelo MDI no centro do disco solar em 12 pixels de CCD separados por  $\pm 1.4$  Mm no Sol. Crédito: Kosovichev (2011a).

mento de ferramentas sofisticadas para a análise e interpretação dos dados, foi possível inferir a estrutura em larga escala e a rotação do interior solar com precisão significativa (Christensen-Dalsgaard, 2002). Além disso, também foi possível obter informações sobre a complexa estrutura de subsuperfície e dinâmica das regiões de manchas solares, que dominam a atividade magnética na atmosfera solar.

### 1.1.1 Tipos de oscilações solares

No interior de estrelas do tipo solar (aquelas que possuem uma estrutura semelhante ao Sol - Figura 1.2, com um envelope convectivo mais externo), é possível definir dois tipos principais de modos de oscilação: os modos acústicos (ou modos p) e gravitacionais (ou modos g) (Kosovichev, 2011a).

Os modos p são gerados por ondas acústicas para as quais a força restauradora surge do gradiente de pressão. As ondas sonoras são produzidas por flutuações de pressão nos movimentos convectivos e turbulentos do interior solar, na chamada zona convectiva, que corresponde aos 30% do raio solar mais próximos da superfície. À medida que as ondas se movem para fora, elas são refletidas na superfície do Sol (a fotosfera), onde a densidade e a pressão diminuem rapidamente. Ondas que se movem para dentro são refratadas (sua direção de movimento é alterada) pelo aumento na velocidade do som e, eventualmente, retornam à superfície (Figura 1.3 à esquerda). Para certas frequências e comprimentos de onda, as ondas interferem construtivamente para formar ondas estacionárias. Milhões de

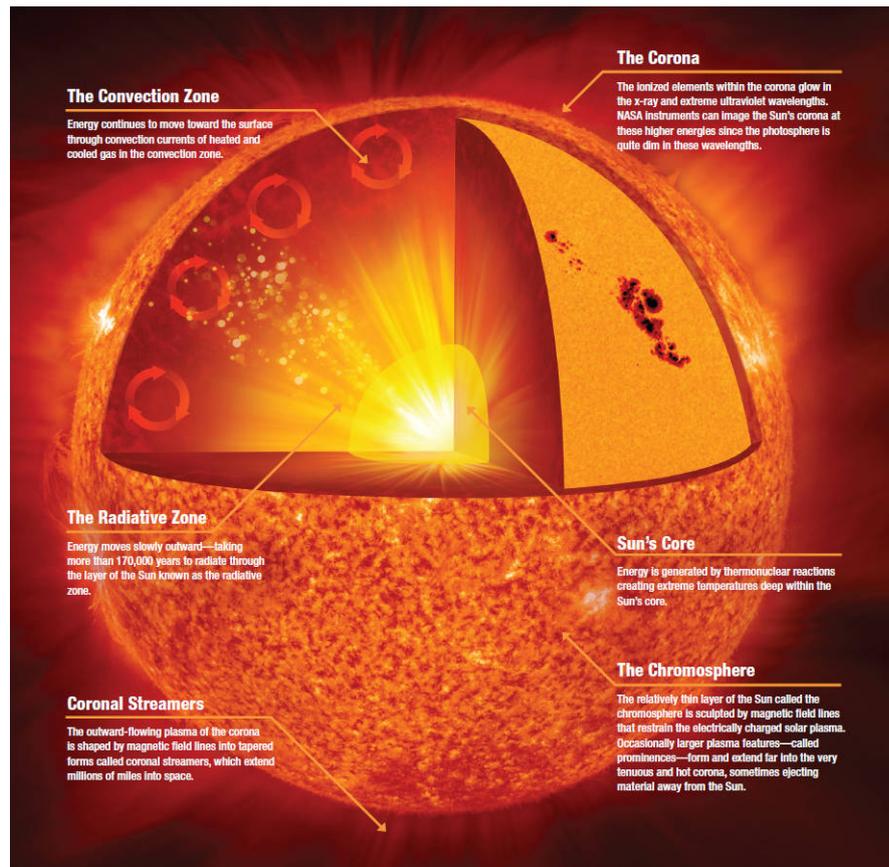


Figura 1.2 – Estrutura solar. Crédito: NASA/Jenny Mottar.

modos normais são excitados, com amplitudes individuais muito pequenas e com períodos de cerca de cinco minutos (Aerts et al., 2010).

No caso dos modos de gravidade (modos  $g$ ), quando um elemento de fluido é deslocado de sua posição de equilíbrio, o comportamento do mesmo dependerá se a sua densidade é maior ou menor do que a densidade do seu novo ambiente. Quando o elemento é mais denso que o meio circundante, o mesmo retorna à posição original e executa uma oscilação em torno da sua posição de equilíbrio. Nesse caso, ao invés de uma variação de pressão, a força restauradora é o empuxo. Esses modos se propagam nos interiores radiativos e tornam-se evanescentes na zona convectiva, de modo que dificilmente atingem a superfície do Sol, o que dificulta sua detecção. Os modos  $g$  possuem frequências mais baixas em comparação com os modos  $p$ , essas são abaixo de aproximadamente  $470 \mu Hz$  no caso do Sol (Kosovichev, 2011a). A Figura 1.3 à direita ilustra esquematicamente a localização dos modos  $g$  no interior solar.

### 1.1.2 Teoria das oscilações solares

Uma estrela, como o Sol, é uma esfera gasosa em equilíbrio hidrostático, e as oscilações são fenômenos fluido-dinâmicos causados pela ação de uma força restauradora que surge quando o estado de equilíbrio original é perturbado. Tais sistemas hidrodinâmicos

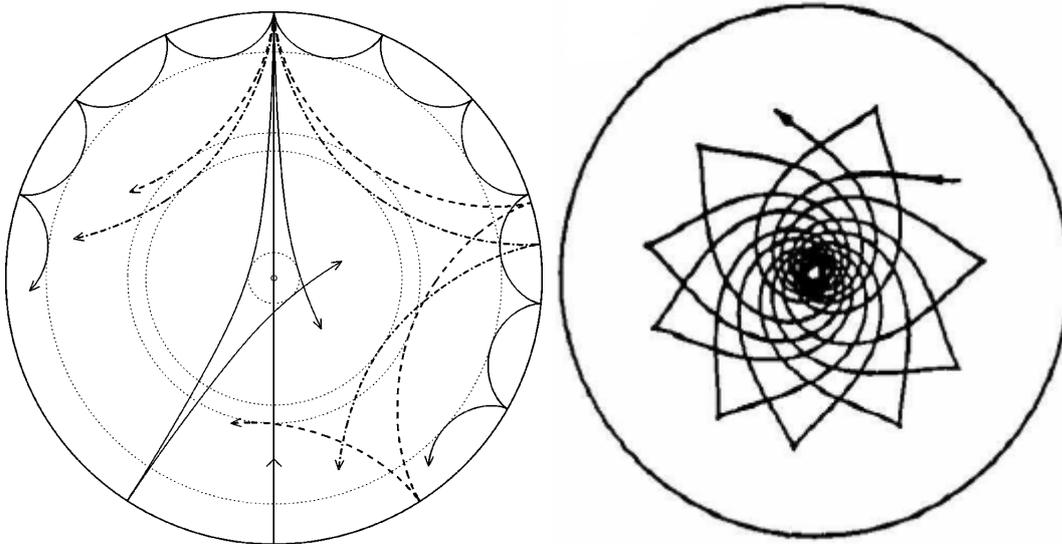


Figura 1.3 – À esquerda: propagação de ondas sonoras em uma seção transversal do interior solar. Os caminhos dos raios são curvados pelo aumento da velocidade do som com a profundidade até atingirem o ponto de inflexão interno (indicado pelos círculos pontilhados), onde sofrem refração interna total. Na superfície, as ondas são refletidas pela rápida diminuição da densidade. À direita: localização dos modos  $g$  no interior solar. Crédito: Christensen-Dalsgaard (2002).

podem ser descritos especificando todas as grandezas físicas como funções da posição  $r$  e do tempo  $t$  (Mauro, 2012). Para fornecer uma base para o tratamento das oscilações solares, é útil considerar brevemente as Equações básicas da hidrodinâmica, que podem ser derivadas aplicando-se os princípios fundamentais da conservação da massa, do momento e da energia.

A conservação da massa é expressa pela Equação de continuidade:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (1.1)$$

onde  $\rho = \rho(\vec{r}, t)$  é a densidade e  $\vec{v} = d\vec{r}/dt$  é a velocidade local. Negligenciando a viscosidade e os campos magnéticos e supondo que a gravidade e o gradiente de pressão são as únicas forças atuantes em um dado elemento de gás, a Equação de movimento pode ser escrita como:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p + \rho \nabla \Phi \quad (1.2)$$

onde  $p = p(\vec{r}, t)$  é a pressão e  $\Phi$  é o potencial gravitacional que satisfaz a Equação de Poisson:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho \quad (1.3)$$

sendo  $G$  a constante gravitacional. E por fim a Equação de energia:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dE}{dt} + p \frac{dV}{dt} \quad (1.4)$$

onde  $dQ/dq$  é a taxa de calor ganha ou perdida,  $E$  é a energia interna por unidade de massa e  $V = 1/\rho$  é o volume específico. A Equação de energia expressa o fato de que parte do calor ganho é usada para variar a energia interna e parte vai para o trabalho de expansão ou compressão do gás. Essa Equação pode ser escrita em termos de variáveis mais convenientes, usando-se identidades termodinâmicas, da seguinte maneira:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{1}{\rho(\Gamma_3 - 1)} \left( \frac{dp}{dt} - \frac{\Gamma_1 p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \right) \quad (1.5)$$

onde  $\Gamma_1$  e  $\Gamma_3$  são o primeiro e o terceiro expoente adiabático, definidos por:

$$\Gamma_1 = \left( \frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho} \right)_{ad} \quad (1.6)$$

e

$$\Gamma_3 - 1 = \left( \frac{\partial \ln T}{\partial \ln \rho} \right)_{ad} \quad (1.7)$$

sendo  $T$  a temperatura e as derivadas são calculadas a uma entropia constante.

Na maior parte da estrela, a escala de tempo para troca de energia é muito mais longa do que os períodos de pulsação relevantes, de modo que o movimento é essencialmente adiabático, satisfazendo a aproximação adiabática ( $dQ/dt = 0$  na Equação 1.5):

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\Gamma_1 p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \quad (1.8)$$

Essa hipótese, que simplifica muito o tratamento das pulsações solares e estelares, não é mais verificada nas camadas muito superficiais e os efeitos não-adiabáticos não devem ser desprezados nesse caso. Além disso, a amplitude observada das oscilações solares são muito pequenas ( $\delta r/R_\odot \approx 10^{-4}$ ), de modo que as oscilações podem ser descritas com precisão aplicando uma análise de perturbação linear nas Equações básicas da hidrodinâmica (Mauro, 2012).

Será considerado um modelo de equilíbrio estático com pressão  $p_0(r)$ , densidade  $\rho_0(r)$ , etc. Se forem consideradas as perturbações na forma Euleriana, na qual se observa o movimento de um elemento do fluido de uma posição fixa, um grandeza física genérica  $f$  pode ser escrita da seguinte maneira:

$$f(\vec{r}, t) = f_0(\vec{r}) + f'(\vec{r}, t) \quad (1.9)$$

onde  $f_0(\vec{r})$  é o termo não perturbado e  $f'(\vec{r}, t)$  é uma pequena perturbação em um dado ponto no espaço. A pequena perturbação também pode ser escrita na chamada forma Lagrangiana, considerando um referencial acompanhando o movimento de um elemento de gás que se move da posição  $r$  para  $\vec{r} + \delta\vec{r}$ :

$$\delta f(\vec{r}) = f(\vec{r} + \delta\vec{r}) - f_0(\vec{r}) = f(\vec{r}) + \delta\vec{r} \cdot \nabla f_0 - f_0(\vec{r}) = f'(\vec{r}) + \delta\vec{r} \cdot \nabla f_0 \quad (1.10)$$

Para obter as Equações lineares para as perturbações, insere-se expressões como a Equação 1.9 nas Equações completas 1.1-1.5 e despreza-se as quantidades de ordens superiores a 1 em  $p', \rho', \vec{v}$ , etc (Mauro, 2012). De acordo com essas suposições e perturbando as Equações básicas 1.1-1.5, é obtido o seguinte sistema de quatro Equações lineares para estudar as pequenas oscilações em condições adiabáticas:

$$\rho' = -\nabla \cdot (\rho_0 \delta\vec{r}) \quad (1.11)$$

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -\nabla p' + \rho' \nabla \Phi + \rho_0 \nabla \Phi' \quad (1.12)$$

$$\nabla^2 \Phi' = -4\pi G \rho' \quad (1.13)$$

$$p' + \delta\vec{r} \cdot \nabla p_0 = \frac{\Gamma_1 p_0}{\rho_0} (\rho' + \delta\vec{r} \cdot \nabla \rho_0) \quad (1.14)$$

### 1.1.3 Representação em harmônicos esféricos

Nesta seção, a partir das Equações gerais apresentadas acima (1.11-1.14) e fazendo o uso explícito da simetria esférica, serão derivadas as Equações que governam as pequenas oscilações adiabáticas estelares em torno de um estado de equilíbrio esférico.

Será considerado um sistema de coordenadas esféricas  $(r, \theta, \phi)$ , onde  $r$  é a distância ao centro,  $\theta$  é a colatitude (diferença entre a latitude e  $90^\circ$ ) e  $\phi$  é a longitude (Figura 1.4). No sistema de coordenadas esféricas, um campo vetorial pode ser escrito especificando suas componentes nas direções radial e angular. Assim, o deslocamento, por exemplo, pode ser escrito como:

$$\delta\vec{r}(r, \theta, \phi, t) = \xi_r \vec{a}_r + \xi_\theta \vec{a}_\theta + \xi_\phi \vec{a}_\phi \quad (1.15)$$

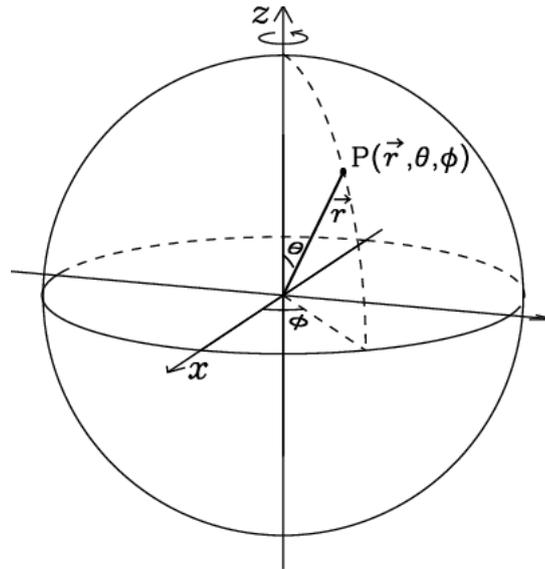


Figura 1.4 – Sistema esférico de coordenadas. Crédito: Mauro (2012).

onde  $\vec{a}_r$ ,  $\vec{a}_\theta$  e  $\vec{a}_\phi$  são vetores unitários nas direções  $r$ ,  $\theta$  e  $\phi$ , respectivamente, e  $\xi_r$ ,  $\xi_\theta$  e  $\xi_\phi$  são as componentes em cada uma das direções. Introduzindo a componente horizontal (tangencial)  $\xi_h$  do vetor, podemos escrever:

$$\delta\vec{r} = \xi_r\vec{a}_r + \xi_h\vec{a}_h \quad (1.16)$$

onde  $\xi_r = \xi_r(r, \theta, \phi, t)$  e  $\xi_h = \xi_h(r, \theta, \phi, t)$  são as componentes radiais e horizontais do deslocamento.

Como o estado de equilíbrio depende apenas do raio  $r$ , as soluções do sistema linear 1.11-1.14 podem ser obtidas da seguinte forma, separando a dependência espacial da temporal (Mauro, 2012):

$$f'(r, \theta, \phi, t) = \tilde{f}'(r)f(\theta, \phi)\exp(-i\omega t) \quad (1.17)$$

onde a dependência temporal é expressa em termos de uma função harmônica caracterizada por uma frequência  $\omega$ ,  $\tilde{f}'(r)$  é uma função de  $r$  apenas e  $f(\theta, \phi)$  descreve a variação angular da solução.

No sistema de simetria esférica, todas as derivadas com respeito a  $\theta$  e  $\phi$  podem ser expressas na forma da componente horizontal (tangencial) do operador de Laplace escrito em coordenadas esféricas:

$$\nabla_h^2 \equiv \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left( \sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial\phi^2} \quad (1.18)$$

Consequentemente,  $f(\theta, \phi)$  pode ser encontrada como autofunção de  $\nabla_h^2$  e é escolhida como sendo o harmônico esférico  $Y_l^m(\theta, \phi)$  de grau  $l$  e ordem azimutal  $m$ , que satisfaz o

seguinte problema de autovalor:

$$\nabla_h^2 Y_l^m(\theta, \phi) = -\frac{l(l+1)}{r^2} Y_l^m(\theta, \phi) = -k_h^2 Y_l^m(\theta, \phi) \quad (1.19)$$

onde  $l$  e  $m$  são inteiros tais que  $-l \leq m \leq l$ , e  $k_h$  é a componente horizontal do número de onda. Logo:

$$f(\theta, \phi) = (-1)^m c_{lm} P_l^m(\cos\theta) e^{im\phi} \equiv Y_l^m(\theta, \phi) \quad (1.20)$$

sendo  $c_{lm}$  uma constante de normalização e  $P_l^m$  é o polinômio de Legendre associado. A Equação 1.17 pode então ser reescrita como:

$$f'(r, \theta, \phi, t) = \sqrt{4\pi} \tilde{f}'(r) Y_l^m(\theta, \phi) \exp(-i\omega t) \quad (1.21)$$

Portanto,

$$\xi_r(r, \theta, \phi, t) = \sqrt{4\pi} \tilde{\xi}_r(r) Y_l^m(\theta, \phi) \exp(-i\omega t) \quad (1.22)$$

$$p'(r, \theta, \phi, t) = \sqrt{4\pi} \tilde{p}'(r) Y_l^m(\theta, \phi) \exp(-i\omega t) \quad (1.23)$$

etc.

Escrevendo as Equações 1.11-1.14 em termos das variáveis  $\xi_r, p', \Phi'$  e  $d\Phi'/dr$ , obtém-se o seguinte conjunto de Equações diferenciais ordinárias, que descreve as oscilações adiabáticas estelares:

$$\frac{d\xi_r}{dr} = -\left(\frac{2}{r} + \frac{1}{\Gamma_1 p} \frac{dp}{dr}\right) \xi_r + \frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1\right) p' - \frac{l(l+1)}{r^2 \omega^2} \Phi' \quad (1.24)$$

$$\frac{dp'}{dr} = \rho(\omega^2 - N^2) \xi_r + \frac{1}{\Gamma_1 p} \frac{dp}{dr} p' + \rho \frac{d\Phi'}{dr} \quad (1.25)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\Phi'}{dr} \right) = -4\pi G \left( \frac{p'}{c^2} + \frac{\rho \xi_r}{g} N^2 \right) + \frac{l(l+1)}{r^2} \Phi' \quad (1.26)$$

onde  $S_l$  é a frequência de Lamb, definida por

$$S_l^2 = \frac{l(l+1)c^2}{r^2}, \quad (1.27)$$

$N$  é a frequência de Brunt-Väisälä, ou de flutuabilidade,

$$N^2 = g \left( \frac{1}{\Gamma_1 p} \frac{dp}{dr} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \right) \quad (1.28)$$

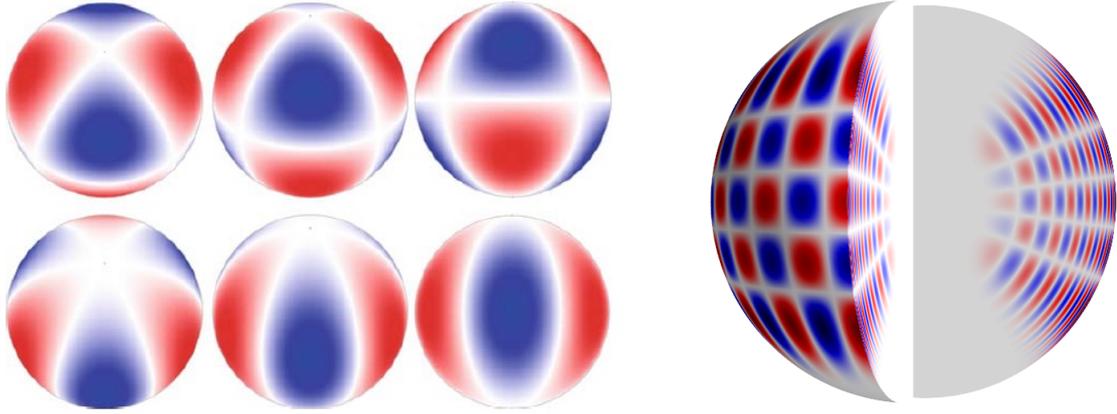


Figura 1.5 – Alguns exemplos dos modos de oscilação do Sol. As regiões azuis são aquelas que se aproximam do observador, enquanto as regiões vermelhas representam aquelas que estão se afastando. À esquerda: a primeira linha corresponde aos modos com  $l=3$  e  $m=\pm 2$  e a segunda linha corresponde aos modos com  $l=3$  e  $m=\pm 3$ . À direita: modo com  $l = 20$ ,  $m = 16$  e  $n = 14$ . Créditos: Aerts et al. (2010); García & Ballot (2019).

e  $c$  é a velocidade do som em condições adiabáticas, de modo que, sob a suposição razoável de que o interior estelar pode ser aproximado por um gás ideal, pode ser escrita como:

$$c^2 = \frac{\Gamma_1 p}{\rho} \approx \frac{\Gamma_1 k_B T}{\mu m_u} \quad (1.29)$$

sendo  $k_B$  a constante de Boltzmann,  $\mu$  o peso molecular médio (massa média das partículas do gás em unidades de massa atômica) e  $m_u$  é a unidade de massa atômica.

O sistema de Equações diferenciais ordinárias 1.23-1.25, juntamente com as condições de contorno apropriadas no centro  $r = 0$  e na superfície  $r = R_\odot$ , constitui um problema de autovalor, que admite soluções apenas para valores particulares de frequências  $\omega$ . Assim, para cada  $(l, m)$ , se obtém um conjunto de frequências  $\omega_{nlm}$ , distinguidas pela ordem radial  $n$ . Os modos são, portanto, identificados por três números: a ordem radial  $n$ , que é o número de nós na direção radial; o grau angular  $l$ , que é o número de nós na superfície da estrela e a ordem azimutal  $m$ , que especifica o número de linhas nodais que passam pelos polos (Mauro, 2012). Alguns exemplos de modos de oscilações no Sol são mostrados na Figura 1.5.

#### 1.1.4 Propagação das oscilações solares

Ao assumir que a perturbação do potencial gravitacional é desprezível (aproximação de Cowling), as Equações 1.23 e 1.24 podem ser reescritas como:

$$\frac{d\xi_r}{dr} = - \left( \frac{2}{r} - \frac{1}{\Gamma_1} H_p^{-1} \right) \xi_r + \frac{1}{\rho c^2} \left( \frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) p' \quad (1.30)$$

e

$$\frac{dp'}{dr} = \rho(\omega^2 - N^2)\xi_r - \frac{1}{\Gamma_1} H_p^{-1} p' \quad (1.31)$$

onde

$$H_p^{-1} = -\frac{d \ln p}{dr} \quad (1.32)$$

é a escala de altura de pressão, ou seja, a distância aproximada na qual a pressão muda por um fator  $e$ . Para oscilações de alta ordem radial, as autofunções variam muito mais rapidamente do que as quantidades de equilíbrio; assim, por exemplo, o lado esquerdo da Equação 1.30 é muito maior do que o primeiro termo do lado direito. Como uma primeira aproximação, negligencia-se esses termos, reduzindo as Equações para:

$$\frac{d\xi_r}{dr} = \frac{1}{\rho c^2} \left( \frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) p' \quad (1.33)$$

e

$$\frac{dp'}{dr} = \rho(\omega^2 - N^2)\xi_r \quad (1.34)$$

Essas duas Equações podem ser combinadas e reduzidas aproximadamente a uma Equação de segunda ordem para  $\xi_r$ :

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{N^2}{\omega^2} \right) \left( \frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) \xi_r \quad (1.35)$$

Para analisar o comportamento das oscilações, escreve-se a Equação 1.35 como:

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} = -K(r)\xi_r \quad (1.36)$$

onde

$$K(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \left( \frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) \left( \frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) \quad (1.37)$$

O comportamento local de  $\xi_r$  depende do sinal de  $K$ . Onde  $K$  é positivo,  $\xi_r$  localmente é uma função oscilante de  $r$ , e onde  $K$  é negativo, a solução é localmente uma função exponencialmente crescente ou decrescente de  $r$ . De acordo com essa descrição, a solução oscilará quando

o1)  $\omega > N$  e  $\omega > S_l$ ,

ou

o2)  $\omega < N$  e  $\omega < S_l$ ,

e será exponencial quando

e1)  $N < \omega < S_l$ ,

ou

e2)  $S_l < \omega < N$ .

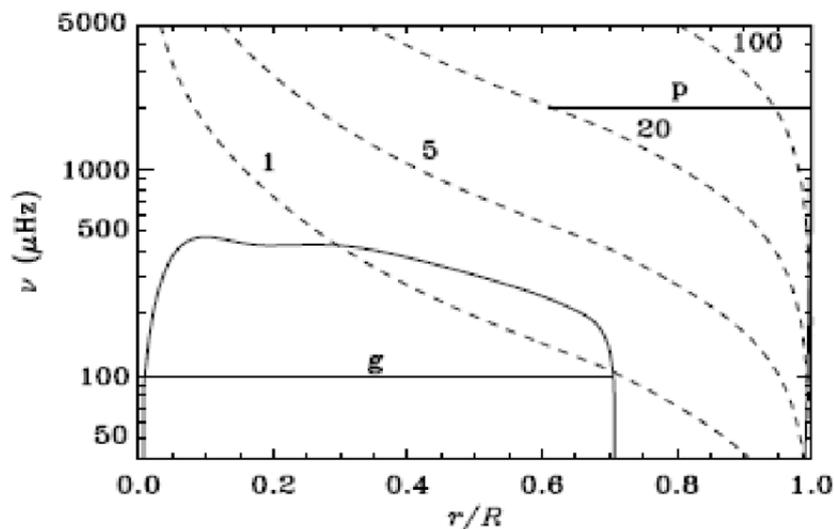


Figura 1.6 – Diagrama mostrando as frequências características  $N$  (linha contínua) e  $S_l$  (linhas tracejadas para  $l = 1, 5, 20$  e  $100$ ) como funções do raio fracionário para um modelo solar padrão. As linhas horizontais indicam as regiões de confinamento para um modo  $g$  com  $\nu = 100\mu Hz$  e para um modo  $p$  com  $l = 20$  e  $\nu = 2000\mu Hz$ . Crédito: Mauro (2012).

Da Equação 1.35 é evidente que as frequências características  $S_l$  e  $N$  desempenham um papel muito importante na determinação do comportamento das oscilações. A frequência de Brunt-Väisälä,  $N$ , é aquela que um pequeno elemento fluido oscilará sobre sua posição de equilíbrio quando deslocado, e é independente de  $l$  (ao contrário de  $S_l$ ). Para  $N^2 > 0$ , o sistema é estável a pequenas perturbações. Essas duas frequências estão ilustradas na Figura 1.6 para um modelo solar padrão.  $S_l$  tende ao infinito à medida que  $r$  tende a zero e diminui monotonicamente em direção à superfície, devido à diminuição de  $c$  e ao aumento de  $r$  (Christensen-Dalsgaard, 2002).

Para um dado modo de oscilação podem existir várias regiões onde a solução oscila, de acordo com o critério o1) ou o2), com regiões intermediárias onde ela é exponencial. No entanto, em geral, uma dessas regiões oscilantes é dominante. Diz-se então que a solução está "presa" nessa região; sua frequência é determinada predominantemente pela estrutura do modelo na região de confinamento. Os limites da região de confinamento geralmente estão em pontos onde  $K(r) = 0$ ; tais pontos são conhecidos como pontos de virada (do inglês *turning points*) (Christensen-Dalsgaard, 2002).

A partir do comportamento de  $S_l$  e  $N$  mostrado na Figura 1.6, e das condições para uma solução oscilante, são possíveis duas classes de modos:

1. Modos de frequências mais altas satisfazendo a condição o1), que são os modos  $p$ ;
2. Modos de frequências mais baixas satisfazendo a condição o2), que são os modos  $g$ .

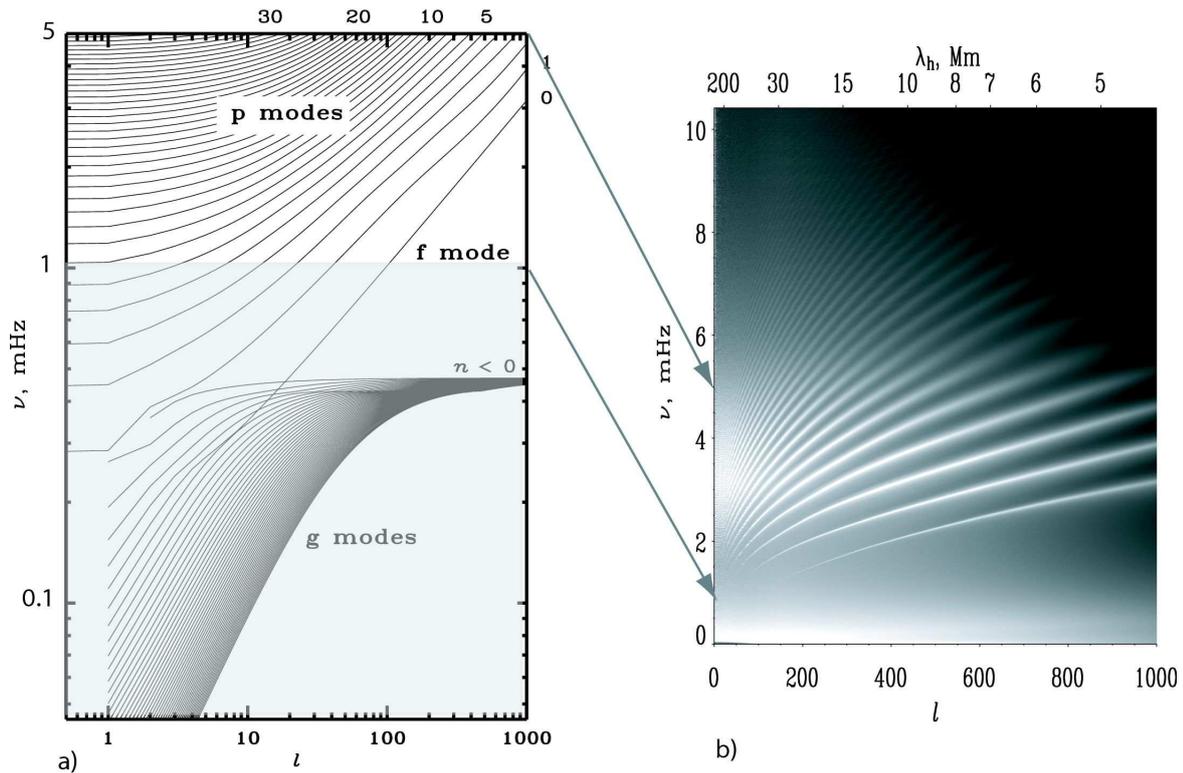


Figura 1.7 – a) Espectro teórico das oscilações solares mostrando a frequência dos modos em função do grau  $l$ . b) Espectro das oscilações solares observado pelo instrumento MDI a bordo do SOHO. Crédito: Kosovichev (2009).

A Figura 1.7a mostra o espectro teórico das oscilações solares. Quando os modos de oscilação não apresentam nenhum nó na direção radial ( $n = 0$ ), e portanto se encontram somente na superfície, esses modos recebem o nome de modos f. O espectro teórico mostrado cobre uma ampla faixa de frequências e graus angulares e inclui as oscilações dos três tipos mencionados. Nesse espectro, cada curva corresponde a um sobretom específico de modos não radiais, que pode ser descrito pelo número de nós ao longo do raio ( $n$ ). O grau angular,  $l$ , de harmônicos esféricos correspondentes, é inversamente proporcional ao comprimento de onda horizontal,  $\lambda_h$  (Kosovichev, 2009). Na Figura 1.7a são mostrados os modos p que cobrem uma faixa de frequência de 0.3 a 5 mHz.

No espectro teórico mostrado é possível perceber que para os modos p a frequência aumenta tanto com a ordem radial  $n$  quanto com o grau angular  $l$ , enquanto que para os modos g a frequência diminui com o aumento (em módulo) da ordem radial  $n$ , onde por convenção se assume  $n < 0$  para os modos g. Assim como os modos p, para os modos g também se observa que a frequência aumenta com o aumento do grau  $l$ . Na figura, cada modo p foi representado por uma linha contínua pra maior clareza, mas cada modo individual é representado por um ponto discreto (não mostrado), correspondendo a um valor inteiro de  $l$ . Apenas para os casos em que grau angular  $l \geq 190$  (como é o caso dos modos de oscilação analisados neste trabalho) as curvas aparecem como estruturas contínuas em vez de uma série de picos individuais, indicando que uma representação de

onda plana local em vez de uma decomposição de harmônicos esféricos pode ser usada para analisar as oscilações (Patron et al., 1995), especialmente em uma pequena região da superfície solar onde sua curvatura pode ser desprezada.

Ao lado do espectro teórico (Figura 1.7b) é mostrado o espectro de potência observado, onde as faixas estreitas alongadas mostradas em branco representam regiões com alta potência no espectro. A primeira delas, na parte inferior do gráfico, corresponde ao modo f e as demais correspondem aos modos p, com a ordem radial  $n$  começando em 1. Em graus angulares baixos, apenas os modos com valores mais altos de  $n$  são observados e as frequências mais baixas dos modos p e f detectados são de cerca de 1 mHz. Abaixo desse valor de frequência as amplitudes dos modos diminuem abaixo do nível de ruído e com isso os modos não são detectados. Houve várias tentativas de identificar modos p de baixa frequência ou até modos g no espectro ruidoso, mas esses resultados não foram convincentes (Kosovichev, 2009). Para frequências a partir de  $\approx 5.2$  mHz (valor da frequência de corte acústico para o Sol) as ondas não são mais refletidas na atmosfera, ou seja, não formam mais ondas estacionárias (modos).

### 1.1.5 Propriedades dos modos acústicos

A propagação dos modos p no interior do Sol pode ser interpretada de forma muito simples em termos geométricos, usando a notação de raio para a propagação das ondas de som, conforme ilustrado na Figura 1.3. Localmente, os modos acústicos podem ser aproximados por ondas sonoras planas cuja relação de dispersão é:

$$\omega^2 = c^2 |\vec{k}|^2 = c^2 (k_r^2 + k_h^2) \quad (1.38)$$

onde  $k_r$  e  $k_h$  são as componentes radial e horizontal (tangencial) do vetor de onda  $\vec{k}$ . Isso significa que as propriedades dos modos são inteiramente controladas pela variação da velocidade do som  $c$ , que depende da temperatura (Equação 1.28). Da Equação (1.38), usando a definição de  $k_h$  dada na Equação 1.19, segue-se que:

$$k_r^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{S_l^2}{\omega^2} \right) \quad (1.39)$$

Na medida em que a onda se propaga em direção ao centro da estrela, a temperatura aumenta e, conseqüentemente, a velocidade do som  $c$  também aumenta (Equação 1.28). Com isso,  $k_r$  decresce com a profundidade até atingir  $k_r = 0$ , onde a onda se propaga quase horizontalmente. Essa condição é atingida no ponto de virada,  $r_t$ , onde:

$$\frac{c(r_t)}{r_t} = \frac{\omega}{\sqrt{l(l+1)}} \quad (1.40)$$

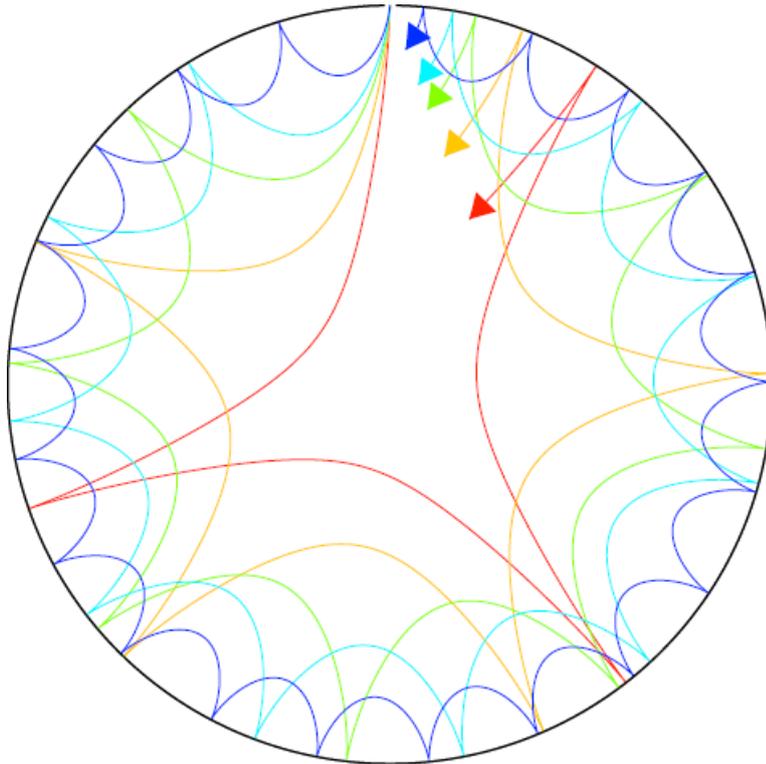


Figura 1.8 – Propagação das ondas e pontos de virada. Quando o grau  $l$  aumenta, os modos se encontram confinados mais próximos da superfície. Crédito: Mosser (2015).

No ponto de virada a onda é gradualmente refratada e retorna em direção à superfície. De acordo com a expressão acima, quanto menor o valor do grau  $l$  mais internamente na estrela se encontra o ponto de virada do modo, ao passo que quanto maior o valor de  $l$  mais próximo da superfície se encontra confinado o modo (Mauro, 2012)(Figura 1.8).

### 1.1.6 Heliosismologia global e local

Tradicionalmente, os métodos de heliosismologia foram classificados em dois grupos: heliosismologia global e heliosismologia local. A heliosismologia global consiste em analisar todo o disco solar visível e, assim, medir as frequências dos modos globais de oscilação. O campo de onda de disco completo observado é analisado com harmônicos esféricos e uma variedade de propriedades dos modos de onda ressonantes podem ser medidos. A partir daí se procura modelos solares sísmicos cujas frequências de oscilação coincidam com as observadas (Christensen-Dalsgaard, 2002).

A heliosismologia global é usada para inferir propriedades solares como funções de raio e latitude. Uma grande conquista da heliosismologia global, por exemplo, foi a inferência da velocidade angular no interior solar (Schou et al., 1998), onde a zona radiativa, do centro a  $0.72R_{\odot}$ , gira como um corpo rígido com um período de rotação

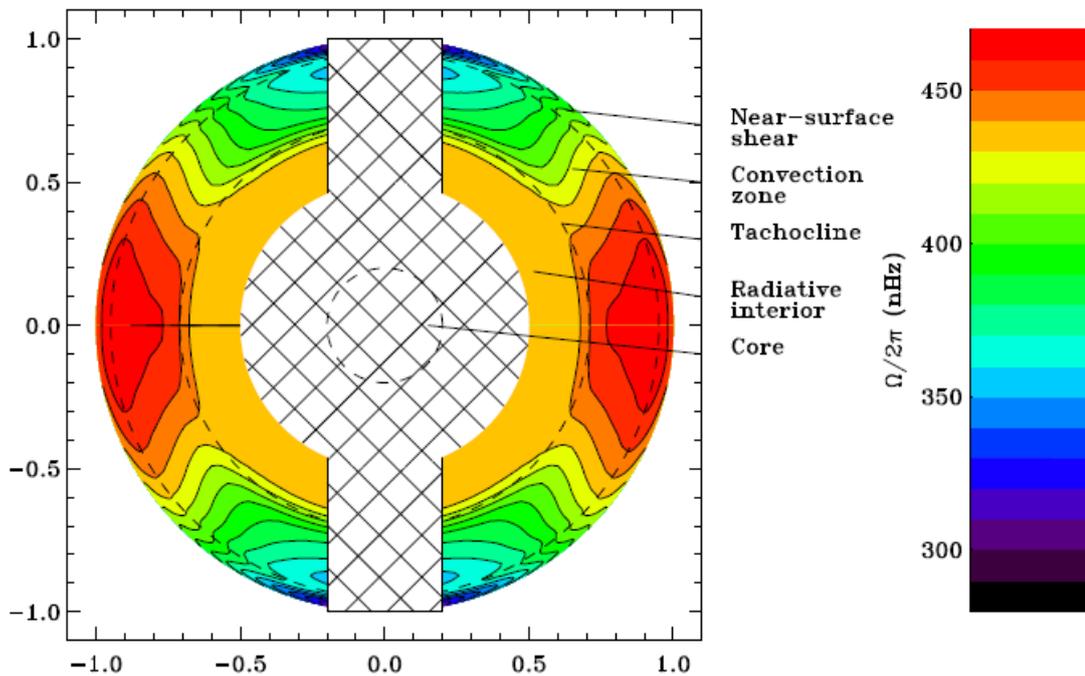


Figura 1.9 – Taxa de rotação (velocidade angular  $\Omega$ ) do interior solar em função da profundidade e latitude medida com heliosismologia global. Essas medições revelam um conjunto de camadas radiais distintas no interior solar diferenciadas por propriedades rotacionais. Crédito: Greer (2015).

de cerca de 27 dias e se conecta à zona de convecção que apresenta rotação diferencial ( $r = 0.72R_{\odot}$  a  $1.00R_{\odot}$ ) através de uma região de transição estreita de forte cisalhamento rotacional, conhecida como tacoclina (Figura 1.9), a qual acredita-se desempenhar um papel importante nos modelos dos dínamos estelares.

Ao contrário da heliosismologia global, a heliosismologia local analisa apenas uma pequena região na superfície solar e é capaz de sondar o interior solar em três dimensões, podendo ser potencialmente utilizada para inferir fluxos vetoriais, desomogeneidades térmicas e estruturais e até mesmo o próprio campo magnético. A heliosismologia local engloba vários métodos de análise de dados. Um deles, a análise de diagrama de anéis (*ring diagram analysis*) - que foi utilizada neste trabalho e será melhor explicado no próximo capítulo - consiste em medir frequências locais de oscilação por meio da análise de pequenas regiões no sol. Outros métodos de análise utilizados pela heliosismologia local incluem a decomposição de Fourier-Hankel, que considera o movimento das ondas para dentro e para fora de pontos localizados na superfície solar e tem sido usada para medir a absorção, dispersão e mistura de modos por manchas solares; e a análise de tempo-distância, que mede diretamente os tempos que as ondas acústicas levam para viajar da superfície solar até o fundo da cavidade ressonante e retornar à superfície, onde é possível inferir propriedades do interior solar invertendo essas medidas (Greer, 2015).

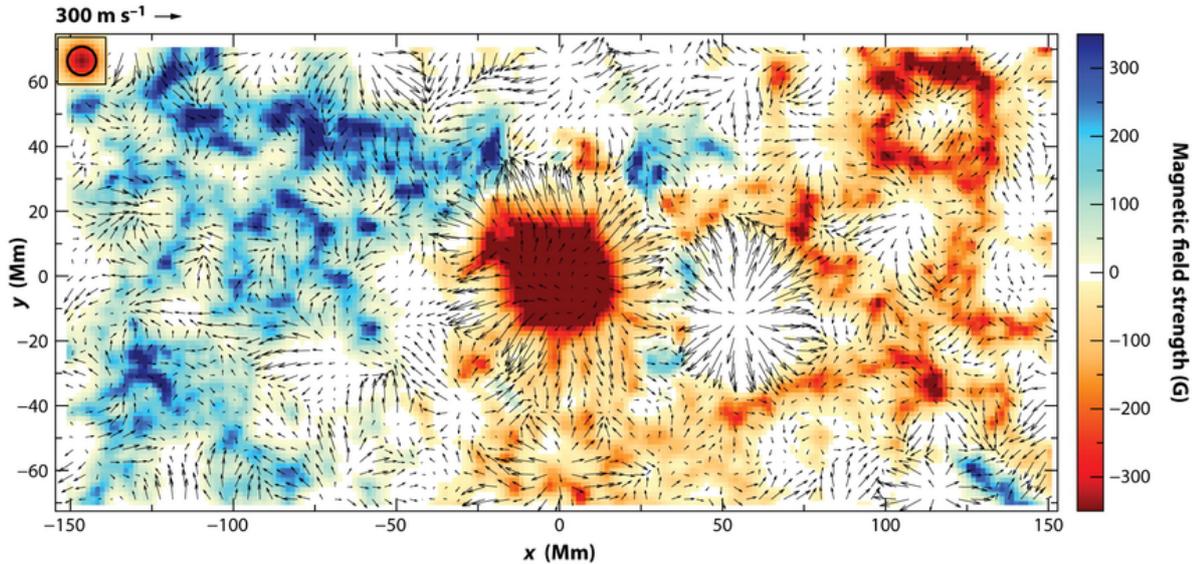


Figura 1.10 – Fluxos ao redor de uma mancha solar na região ativa NOAA 9787 a uma profundidade de 1Mm. Crédito: Gizon et al. (2010b).

Um dos principais objetivos da heliosismologia local consiste no estudo das estruturas de subsuperfície e a dinâmica das regiões ativas, para melhor compreender o mecanismo de formação e estabilidade das manchas solares. Dentre os resultados mais interessantes obtidos nessa área está a caracterização dos fluxos subsuperficiais presentes nas regiões de manchas solares (Figura 1.10). Na Seção 1.4 será feita uma breve exposição sobre as manchas solares.

## 1.2 Flares solares

Um *flare* solar é um aumento rápido e momentâneo de brilho no Sol. Usaremos neste trabalho a palavra em inglês *flare*, que é usada amplamente na literatura científica para este fenômeno (também é chamado na literatura em português de explosão solar).

O primeiro flare solar observado por seres humanos foi visto como um clarão de luz branca pelos astrônomos britânicos Richard C. Carrington (1859) e Richard Hodgson (1859) (Figura 1.11). Esse flare induziu a maior tempestade geomagnética dos últimos 200 anos e causou vários problemas na civilização terrestre, sendo considerado um dos flares mais energéticos observados até agora (com uma liberação de energia da ordem de  $10^{32}$  ergs) (Shibata, 2015).

Os flares solares são fenômenos observados na atmosfera solar, geralmente ocorrendo em regiões ativas e próximos a um grupo de manchas solares. Possuem duração em uma escala de segundos a horas e a energia liberada durante um flare é de cerca de  $10^{28}$ - $10^{32}$  ergs, que pode assumir várias formas, como energia radiativa, cinética e térmica. Desde que foram observados pela primeira vez no século XIX os flares têm sido um dos alvos

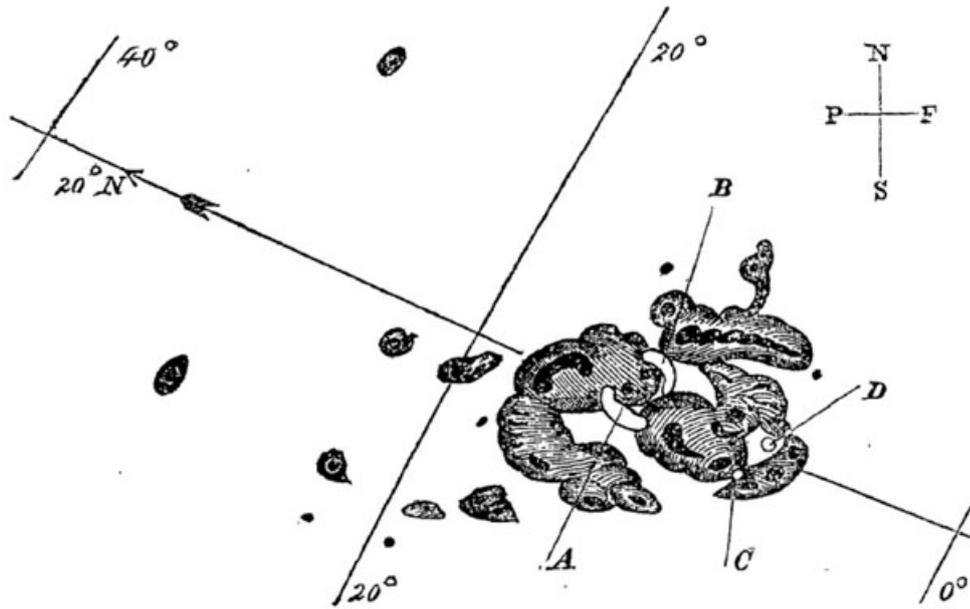


Figura 1.11 – Manchas solares e regiões de clarão de luz branca (A, B, C e D) esboçadas por Richard Carrington (Carrington 1859). Crédito: Shibata (2015).

Tabela 1.1 – Classificação dos flares pelo sistema GOES.

Classe	Faixa de pico de fluxo aproximada em 1-8 Å ( $W/m^2$ )
A	$< 10^{-7}$
B	$10^{-7} - 10^{-6}$
C	$10^{-6} - 10^{-5}$
M	$10^{-5} - 10^{-4}$
X	$> 10^{-4}$

científicos mais atraentes da física solar. Depois de Carrington, especialmente desde a segunda metade do século XX, muitos flares solares foram observadas em quase todos os comprimentos de onda eletromagnética, de rádio a raios X e raios gama.

O sistema de classificação para os flares solares usa as letras A, B, C, M ou X, de acordo com o pico do fluxo de raios X com comprimentos de onda entre 1-8 Å medido pela espaçonave GOES (*Geostationary Operational Environmental Satellite*) (Tabela 1.1). O sistema GOES, que possui atualmente 4 satélites operantes (GOES-14, GOES-15, GOES-16 e GOES-17), utiliza satélites em órbitas geoestacionárias ao redor da Terra que medem o fluxo de raios X do Sol desde meados da década de 70 e observam o clima terrestre. As observações cruciais obtidas por esses satélites ajudaram no progresso da previsão do tempo terrestre. Além disso, forneceram dados para estudar o clima espacial e como o Sol afeta a Terra e seu ambiente atmosférico. De particular interesse para o clima espacial é o impacto das tempestades solares nas tecnologias terrestres, como satélites, sistemas de comunicação e sistemas de navegação (Chamberlin et al., 2009).

A força de um evento dentro de uma classe é descrita por um sufixo numérico que

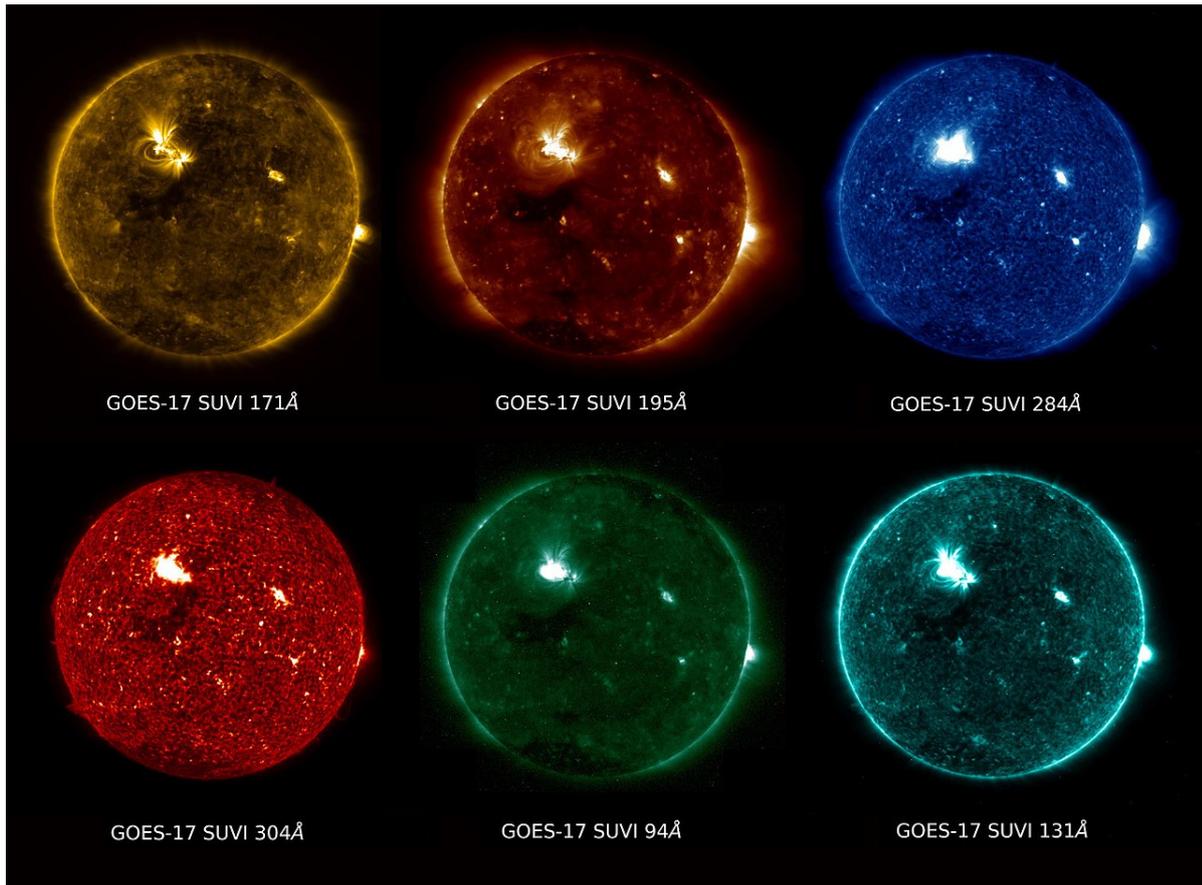


Figura 1.12 – *Solar Ultraviolet Imager* (SUVI) a bordo do GOES-17 captura um flare solar de classe C2 em 28 de maio de 2018 em diferentes bandas espectrais. Crédito: [www.goes-r.gov](http://www.goes-r.gov).

varia de 0 a 9. Portanto, um flare X2 tem o dobro da força de um flare X1, um X3 é três vezes mais forte que um X1 e assim por diante. A Figura 1.12 mostra um flare de classe C2 que ocorreu em maio de 2018 observado pelo instrumento SUVI (*Solar Ultraviolet Imager*) a bordo do satélite GOES-17. Enquanto os flares menos intensos (classes A, B e C) são mais frequentemente confinados (sua influência na corona permanece localizada), os flares de intensidades mais altas (classes M e X) podem ser responsáveis pela liberação de grandes nuvens de plasma solar - chamadas ejeções de massa coronal (CMEs) - no meio interplanetário (Janvier, 2017).

As estatísticas de frequência dos flares mostram que o número de flares,  $N$ , aumenta com a diminuição da energia do flare,  $E$ , com uma distribuição de lei de potência:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}, \quad (1.41)$$

onde  $\alpha$  pode variar entre 1.6-2.0 (Aschwanden et al., 2000). Observações recentes revelaram ainda a existência de microflares ( $10^{26}$  -  $10^{28}$  ergs) e nanoflares ( $10^{23}$  -  $10^{25}$  ergs) com uma distribuição de lei de potência semelhante (Shibata, 2015).

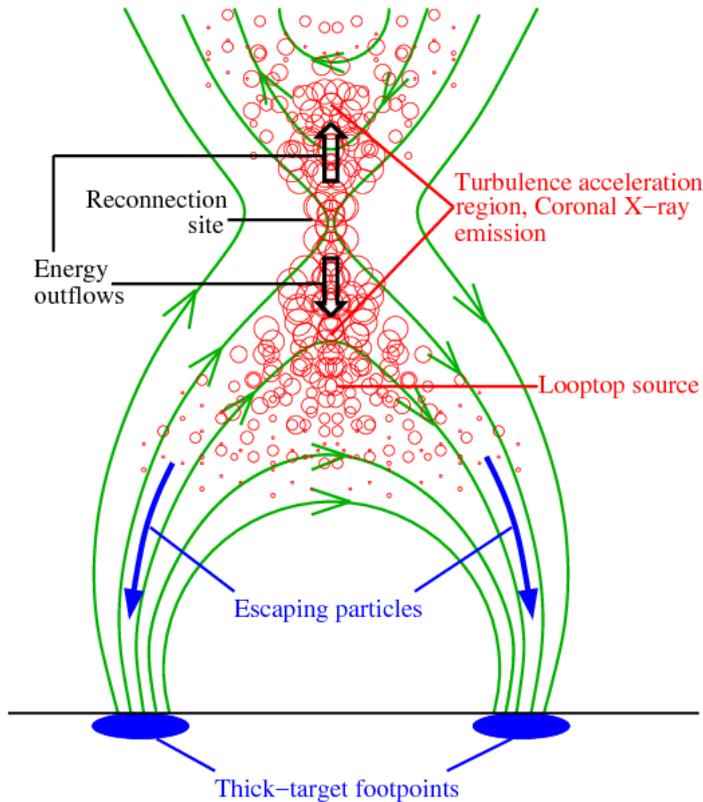


Figura 1.13 – Esquema de um dos modelos de reconexão magnética proposto para explicar os flares solares. Crédito: Liu et al. (2008).

### 1.2.1 Mecanismo responsável pela geração dos flares

A reconexão magnética é considerada o principal mecanismo responsável pela liberação de energia durante os flares solares. A evolução de um flare basicamente começa com o surgimento de um campo magnético na superfície, que transporta energia magnética do interior para a atmosfera. Parte dessa energia é liberada imediatamente quando o campo magnético emergente se expande para formar uma estrutura no Sol. No modelo de reconexão clássica (Figura 1.13), esse fenômeno produz fluxos de plasma de alta velocidade em direções opostas que podem gerar turbulência que acelera as partículas e aquece o plasma de fundo estocasticamente. Emissões em rádio e raios X duros (com energia maior que 30 keV) e moles (com energia menor que 10 keV) produzidos pelas partículas de alta energia e plasma quente devem mostrar as assinaturas de dois fluxos de saída com direções opostas. Especificamente, espera-se ver duas fontes distintas de raios X, uma acima e outra abaixo da região de reconexão (Liu et al., 2008).

Na figura 1.13, as curvas verdes representam as linhas de campo magnético em uma configuração possível e a Figura 1.14 mostra a configuração de um sistema de loops magnéticos no Sol. As duas imagens na Figura 1.14 foram obtidas no ultravioleta extremo (EUV-171Å) pelo instrumento TRACE (*Transition Region and Coronal Explorer*). Esses loops têm uma temperatura de aproximadamente  $10^6$  K, contrastando muito com a

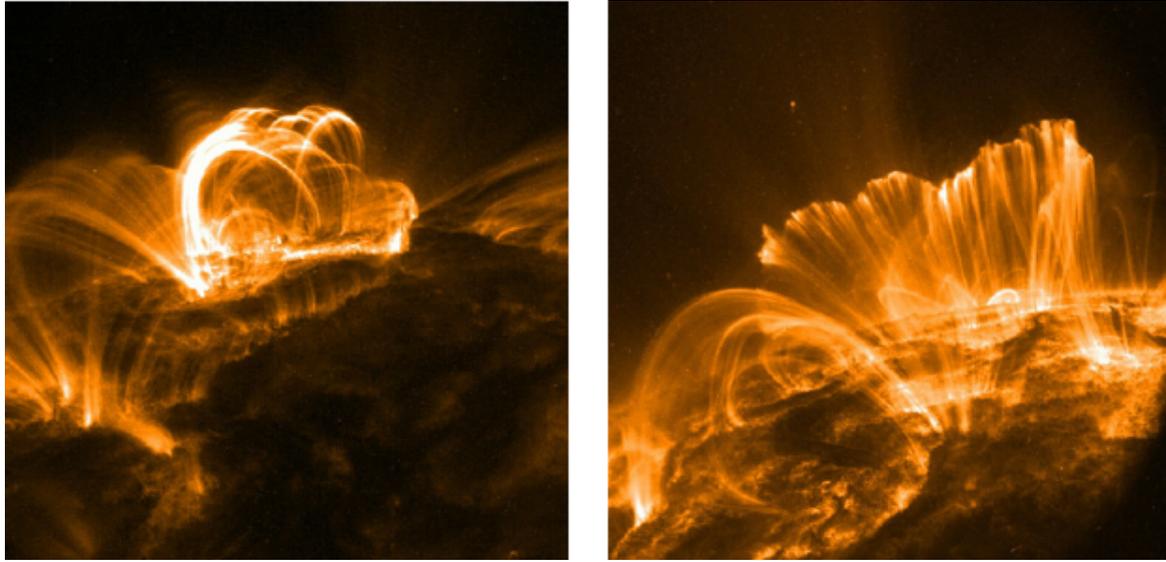


Figura 1.14 – Configuração de um sistema de loops magnéticos no Sol. Crédito: Fundamenski et al. (2007).

cromosfera mais fria abaixo, O plasma quente flui ao longo das linhas curvas de campos magnéticos e os torna visíveis, o que confere aos loops coronais suas formas características.

### 1.2.2 Transporte de energia

A energia liberada pela reconexão magnética é transportada de várias maneiras; como radiação, ejeção de massa, propagação de onda e geração de partículas de alta energia. O processo de transporte de energia pode afetar a atmosfera solar significativamente, de modo que será investigado neste trabalho se a parcela de energia liberada durante os flares que é direcionada à superfície pode afetar de alguma forma o comportamento dos modos de oscilação no Sol.

A Figura 1.15 ilustra a variação de tempo das emissões observadas em vários comprimentos de onda durante um flare. No início de um flare, observa-se um rápido aumento das emissões em raios X duros e microondas. Esse evento ocorre de forma recorrente durante o período de vários segundos e geralmente são criadas partículas de alta energia. A duração total de uma série de emissões é de cerca de alguns minutos, o que caracteriza a fase impulsiva de um flare, durante a qual ocorre a liberação mais violenta de energia. Depois disso, as emissões vão diminuindo gradualmente, o que é chamado de fase gradual de um flare. As emissões de raios X duros e microondas são intensas apenas durante a fase impulsiva, enquanto os raios X moles e as emissões em  $H\alpha$  continuam a aumentar após a fase impulsiva e se tornam dominantes durante a fase gradual (Shibata & Magara, 2011).

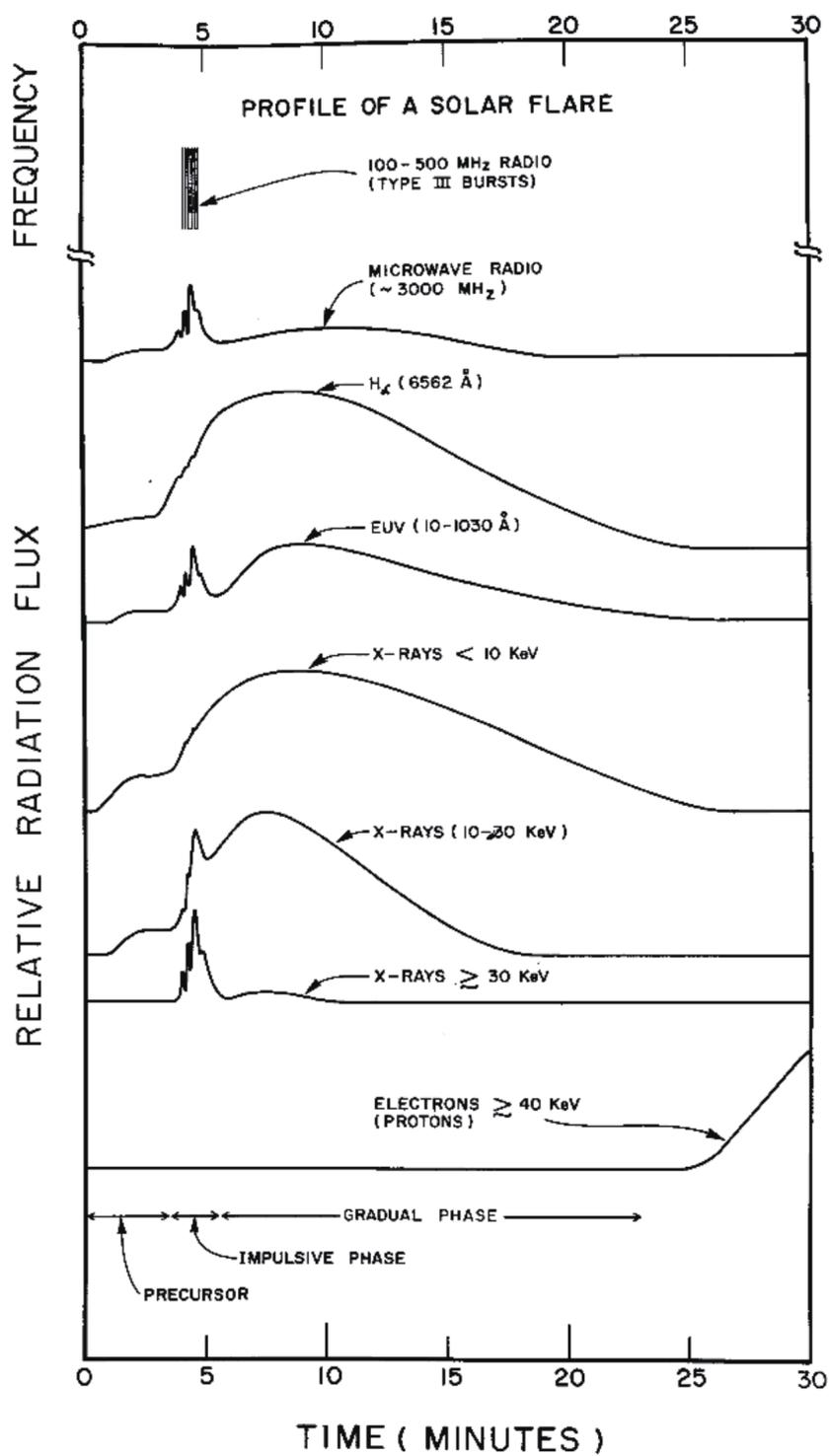


Figura 1.15 – Variação de tempo típica das emissões observadas em vários comprimentos de onda durante um flare. Crédito: Shibata & Magara (2011).

### 1.3 Influência dos flares nas ondas acústicas

Atualmente, embora seja conhecido que os modos de oscilação no Sol são excitados pelos movimentos turbulentos na zona convectiva, a discussão de Wolff (1972) da possível excitação desses modos pelos flares solares estimulou diversas tentativas com o intuito de detectá-la.

Utilizando observações de intensidade de disco integrado do Sol do instrumento VIRGO (*Variability of Irradiance and Gravity Oscillations*) a bordo do SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*), Karoff & Kjeldsen (2008) relataram que a correlação entre a intensidade de raios X de um flare e a energia no espectro acústico de oscilações é mais forte para ondas de alta frequência do que para as bem conhecidas oscilações de 5 minutos. Excitação induzida por flares em frequências mais altas também são relatados por Kumar et al. (2010), usando observações de velocidade do MDI (*Michelson and Doppler Imager*) e do GOLF (*Global Oscillations at Low Frequencies*), também a bordo do SoHO, para os flares observados em 28-29 de outubro de 2003 e 6 de abril de 2001.

Em um trabalho mais recente, Kumar et al. (2017) utilizaram observações de velocidade e intensidade dos instrumentos GOLF e VIRGO, respectivamente, para analisar os diversos flares sucessivos que ocorreram no período de 11 a 17 de fevereiro de 2011. A aplicação da análise espectral a esses sinais de velocidade e intensidade indicou que há uma maior potência dos modos globais de oscilações no Sol durante os flares, em comparação com um dia calmo onde não houveram flares.

Richardson et al. (2012), no entanto, não encontraram evidências de modos globais de alta frequência excitados por flares. Deve-se notar que essas ondas de alta frequência, ao contrário dos modos p, não devem ficar presas no interior solar. Richardson et al. (2012) utilizaram dados de heliosismologia do GONG (*Global Oscillations Network Group*) em uma tentativa de verificar os resultados de Karoff & Kjeldsen (2008), bem como comparar o espectro de potência acústica pós-flare com o espectro de potência acústica pré-flare para 31 flares solares. Entre os 31 flares analisados, observou-se que uma diminuição na potência acústica após o flare solar é tão provável quanto um aumento, de modo que não se encontraram evidências que suportem consistentemente que ondas de alta frequência são excitadas por flares.

Kosovichev & Zharkova (1998) mostraram que os flares podem produzir ondas sísmicas na superfície do Sol (*sunquakes*) como resultado de um feixe de partículas de alta energia que é acelerado na corona durante a reconexão magnética e aquece a cromosfera solar, resultando em uma forte compressão da cromosfera inferior. Esta compressão produz uma onda de choque de propagação descendente que atinge a superfície solar e causa uma resposta sísmica (Figura 1.16).

No entanto, os *sunquakes* não parecem estar associados com a excitação dos modos

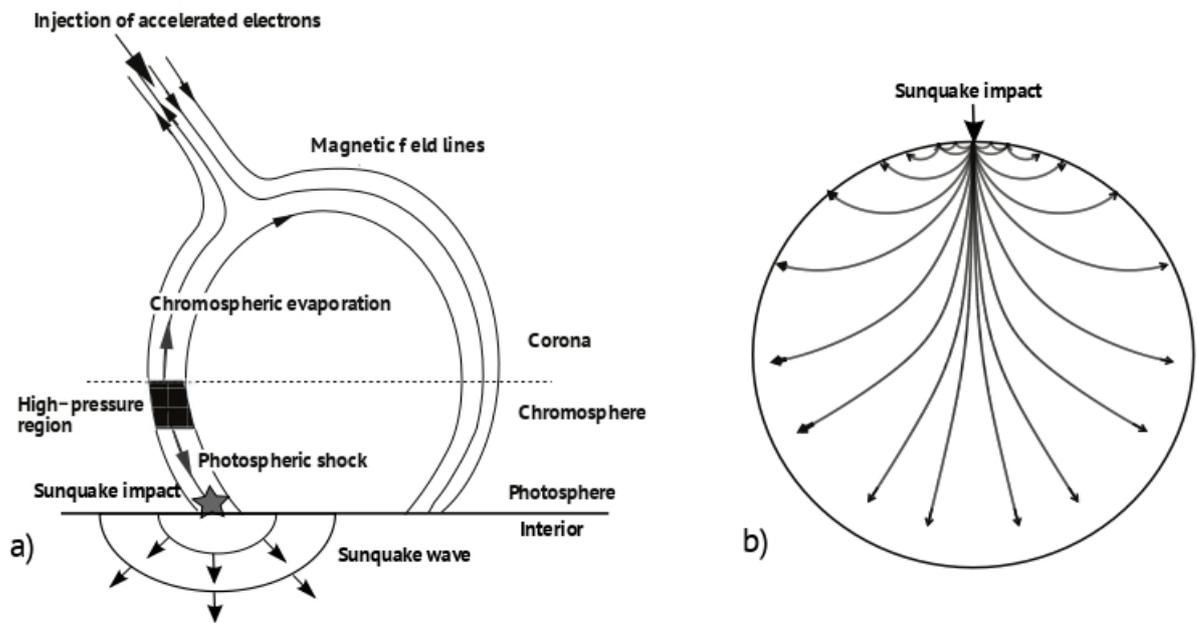


Figura 1.16 – a) Ilustração do mecanismo responsável pela geração dos *sunquakes*: partículas de alta energia injetadas em um tubo de fluxo magnético aquecem uma camada cromosférica superior, criando uma região de alta pressão que produz a evaporação cromosférica e uma onda de choque viajando para a fotosfera e causando um impacto. b) Ilustração dos caminhos de raios de ondas acústicas excitadas por uma fonte impulsiva na superfície solar. As ondas viajam para o interior profundo e são refletidas de volta para a superfície, produzindo ondas de sísmicas. Crédito: Kosovichev (2015).

acústicos solares. Kosovichev (2011b) mostrou que o fenômeno é mais visível (ou seja, possui maior amplitude) para frequências em torno de 6 mHz. Em um estudo mais recente, Lindsey et al. (2020) analisaram o fenômeno em uma frequência ainda maior, em torno de 10 mHz. Além disso, os sunquakes parecem ter uma amplitude muito pequena, principalmente na faixa de frequência dos modos p.

## 1.4 Manchas solares

As manchas solares são fenômenos temporários na fotosfera do Sol que aparecem como manchas mais escuras do que as áreas circundantes. Eles são regiões de temperatura superficial reduzida causada por altas concentrações de fluxo de campo magnético que inibem a convecção. Embora estejam a temperaturas de aproximadamente 3000-4500 K, o contraste com o material circundante a cerca de 5780 K deixa as manchas solares claramente visíveis como manchas escuras na fotosfera (Figura 1.17).

As manchas solares geralmente aparecem em pares de polaridades magnéticas opostas e são compostas por duas partes: a umbra e a penumbra. A umbra é a parte central mais escura, onde o campo magnético é aproximadamente vertical (normal à

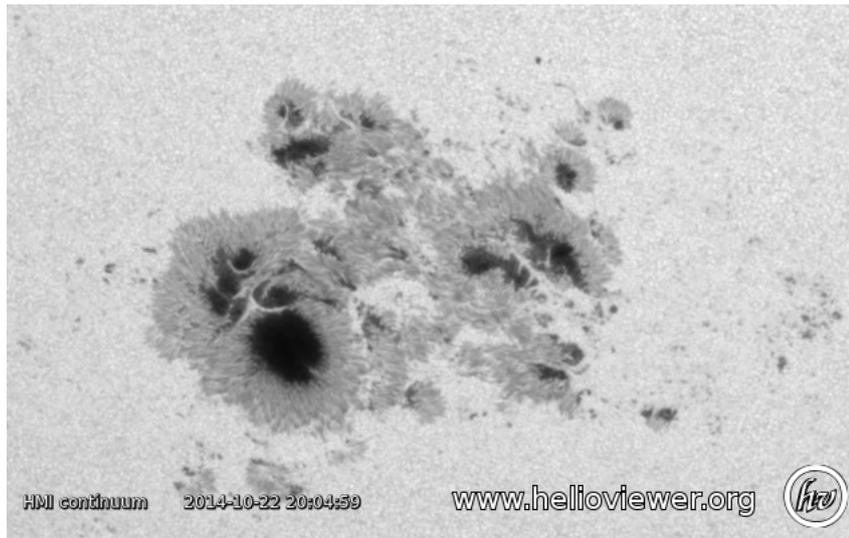


Figura 1.17 – Mancha solar na região ativa NOAA 12192 observada no visível pelo instrumento HMI a bordo do SDO. Crédito: <https://helioviewer.org/>.

superfície do Sol) e mais intenso (podendo chegar a 6kG); e a penumbra corresponde à região circundante à umbra, que aparece mais clara nas imagens, onde o campo magnético é mais inclinado e menos intenso (Tritschler, 2009).

As regiões ativas recebem uma classificação pelo órgão americano *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NOAA)<sup>1</sup>, onde se designa um número para cada conjunto de manchas. As Figuras 1.17 e 1.18 mostram, respectivamente, uma mancha solar na região ativa NOAA 12192 observada em 22 de outubro de 2014 no visível, e um magnetograma da mesma, ambas obtidas com o instrumento HMI. As áreas pretas e brancas no magnetograma indicam regiões onde há um campo magnético forte, onde as áreas pretas são regiões de polaridade magnética sul (direcionadas para dentro, em direção ao centro do Sol) e as áreas brancas (direcionadas para fora) são regiões de polaridade magnética norte (Tritschler, 2009).

Ao longo do ciclo solar, a posição das manchas solares varia com um padrão interessante. O gráfico da Figura 1.19 mostra as latitudes da ocorrência das manchas em função do tempo (em anos). O número de manchas solares varia de acordo com o ciclo solar de aproximadamente 11 anos e elas se encontram tipicamente confinadas a um cinturão equatorial entre  $-35^\circ$  de latitude sul e  $+35^\circ$  de latitude norte, como é mostrado no diagrama da figura 1.19. No início de um novo ciclo solar, as manchas solares tendem a se formar em latitudes altas, mas à medida que o ciclo atinge o máximo (um grande número de manchas), elas se formam em latitudes mais baixas. Perto do mínimo do ciclo, as manchas solares aparecem ainda mais perto do equador e, à medida que um novo ciclo começa novamente, elas aparecem novamente em altas latitudes. Este comportamento recorrente das manchas dá origem ao padrão de "borboleta" mostrado, e foi descoberto

<sup>1</sup> <https://www.noaa.gov/>

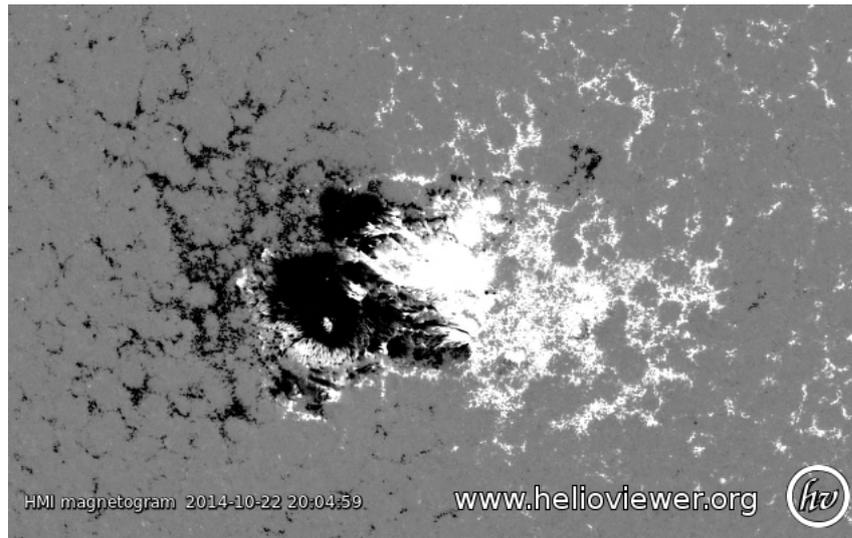


Figura 1.18 – Magnetograma da mancha solar na região ativa NOAA 12192 obtido pelo instrumento HMI a bordo do SDO. Crédito: <https://heliviewer.org/>.

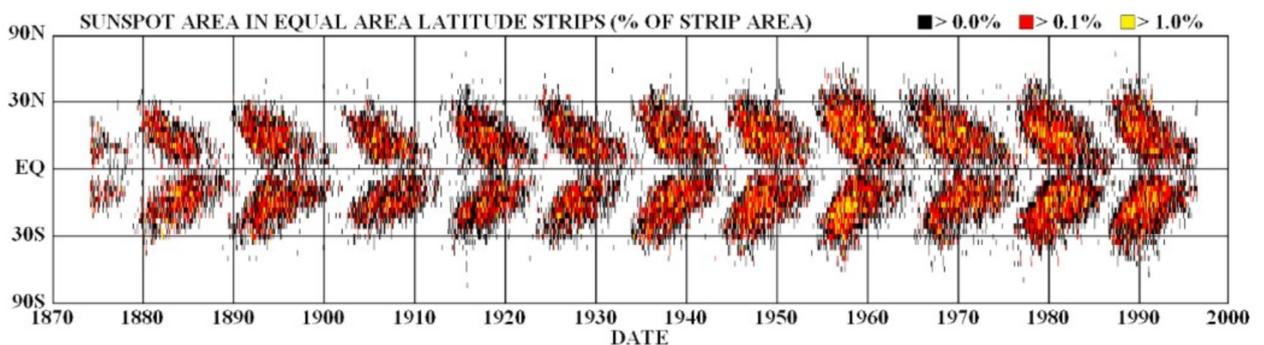


Figura 1.19 – Gráfico mostrando a posição das manchas solares nos anos de 1870 a 1995. A linha central é o equador do Sol e as manchas acontecem ao norte e ao sul, acima e abaixo dessa linha, até latitudes de aproximadamente 35°. Cortesia do *Marshall Space Flight Center*, da NASA.

pela primeira vez por Edward Maunder em 1904. A razão para este padrão de migração de manchas solares é desconhecida. A compreensão desse padrão pode nos dizer algo sobre como o campo magnético interno do Sol é gerado.

Indicando intensa atividade magnética, as manchas solares acompanham fenômenos secundários, como os eventos de reconexão. A maioria dos flares solares e ejeções de massa coronal se originam em regiões magneticamente ativas em torno de agrupamentos de manchas solares visíveis. Conforme será demonstrado e explicado no Capítulo 3, as regiões de manchas com campos magnéticos elevados são capazes de reduzir a amplitude dos modos de oscilação. Braun et al. (1987) foram os primeiros a observarem reduções na potência das ondas acústicas em regiões ativas em até metade daquela em regiões magneticamente calmas. Desde então, as mudanças nas características dos modos e fluxos em regiões ativas foram extensivamente estudadas usando diferentes técnicas de heliosismologia local, com o objetivo de estudar os efeitos dos campos magnéticos na propagação, geração e absorção

das ondas, e também inferir a estrutura subsuperficial das manchas solares (Rabello Soares et al., 2016).

## 1.5 Justificativa e Objetivos

Ainda não é bem compreendido de que forma os flares solares podem influenciar a propagação das ondas acústicas no interior solar. Ao longo das várias tentativas de identificar uma assinatura dos flares solares sobre os modos de oscilação houve muitos resultados controversos, o que requer uma análise bastante cuidadosa. Daí a importância de um estudo sistemático para uma melhor compreensão da interação entre os flares e as ondas acústicas.

O objetivo deste trabalho é investigar se e de que forma os flares solares poderiam afetar os modos de oscilação no Sol. Para isso, foram analisados dados de heliosismologia dos instrumentos MDI (*Michelson and Doppler Imager*) e HMI (*Helioseismic and Magnetic Imager*), a bordo do SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*) e SDO (*Solar Dynamics Observatory*), respectivamente, e foram considerados os flares mais energéticos catalogados pelo HEK (*Heliophysics Events Knowledgebase*).

A análise feita neste trabalho foi dividida em três etapas. A primeira, apresentada no Capítulo 3, consistiu em caracterizar dois fatores que podem influenciar na amplitude dos modos de oscilação e que devem ser levados em consideração para que seus efeitos sobre o comportamento dos modos não sejam confundidos com uma possível influência dos flares solares. Na segunda etapa, apresentada no Capítulo 4, são mostrados os resultados obtidos na análise de dois flares de classe X individuais: um com os dados do MDI, conhecido na literatura como flare de *Halloween*, o qual Maurya et al. (2009) reportaram uma aumentou claro na amplitude dos modos devido ao flare; e o outro com os dados do HMI, no qual foi analisada a amplitude dos modos em um conjunto de regiões próximas de onde ocorreu o flare em 3 intervalos temporais diferentes (antes, durante e depois do flare). Por fim, na terceira etapa, descrita no Capítulo 5, foi feito um estudo estatístico comparativo da variação da amplitude dos modos em regiões com e sem flare observadas durante o ciclo solar 24, considerando-se um número razoável de regiões e somente os flares mais energéticos de classes M e X.

## 2 Dados observacionais e metodologia

### 2.1 Dados Heliossímicos

#### 2.1.1 Helioseismic and Magnetic Imager (HMI)

O *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) (Figura 2.1) é um dos três instrumentos a bordo do *Solar Dynamics Observatory* (SDO), que foi lançado com sucesso em 11 de fevereiro de 2010 como parte do programa *Living With a Star* (LWS), da NASA. O objetivo geral do SDO é fazer progressos na capacidade de compreender e prever eventos solares que contribuem para a variabilidade no ambiente espacial da Terra. Existem eventos que ocorrem na superfície solar, como por exemplo os flares e as ejeções de massa coronal, que podem ter impactos profundos na sociedade tecnológica, de modo que entendê-los é um objetivo fundamental do programa *Living With a Star*. As observações do HMI contribuem para estabelecer as relações entre a dinâmica interna e a atividade magnética, o que resulta em uma melhor compreensão da variabilidade solar e seus efeitos (Scherrer et al., 2012).

Os objetivos científicos específicos do HMI são medir e estudar: a dinâmica da zona de convecção e o dínamo solar; a origem e evolução das manchas solares e regiões ativas;



Figura 2.1 – À esquerda: instrumento HMI a bordo do SDO da NASA. À direita: lançamento de SDO por um foguete Atlas V em 11 de fevereiro de 2010. Crédito: Schou et al. (2012)

as fontes e impulsionadores da atividade e perturbações magnéticas solares; ligações entre os processos internos e a dinâmica da corona e heliosfera e previsões do tempo espacial (Scherrer et al., 2012). Para alcançar esses objetivos, o HMI foi projetado para fornecer quatro tipos principais de dados: Dopplergramas (que mostram o movimento da fotosfera solar), imagens em vários comprimentos de onda da fotosfera e magnetogramas tanto de linha de visada quanto vetoriais (mapas do campo magnético fotosférico) (Schou et al., 2012).

Os Dopplergramas representam medidas de velocidade na linha de visada em cada ponto do disco solar. O HMI captura uma série de imagens de disco completo em uma faixa muito estreita de comprimentos de onda na luz visível da fotosfera solar. Os comprimentos de onda correspondem a uma região abrangendo a faixa de  $\pm 172.5$  mÅ em torno da linha espectral de 6173 Å (são utilizados seis filtros muito estreitos em torno desta linha espectral - Figura 2.2), que corresponde à linha de absorção do Sol de ferro neutro (Fe I). Essas imagens do Sol em seis filtros estreitos são conhecidas na literatura em inglês como *filtergrams*, que são combinadas para derivar os parâmetros físicos de interesse. Medições Doppler de linha de visada em cada pixel podem ser construídas por meio de uma combinação linear dessas imagens que são sensíveis a mudanças na posição da linha de Fe I (Schou et al., 2012). O HMI mede o deslocamento da linha espectral para determinar a velocidade dos fluxos de gás na superfície solar (sendo esse deslocamento da linha espectral devido ao efeito Doppler) e registra um Dopplergrama de disco completo de  $4096 \times 4096$  pixels uma vez a cada 45 segundos.

O instrumento HMI foi desenvolvido conjuntamente pelo *Hansen Experimental Physics Laboratory*, da Universidade de Stanford, pelo *Lockheed Martin Solar and Astrophysics Laboratory* (LMSAL), pelo *High Altitude Observatory* e por co-investigadores em 21 instituições adicionais (Scherrer et al., 2012). O *Joint Science Operations Center* (JSOC) atende aos instrumentos HMI e *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) do SDO, fornecendo uma pipeline de processamento dos produtos de dados recebidos, bem como serviços de arquivamento e recuperação para investigadores que desejam usar os dados para os mais diversos fins científicos (Hoeksema et al., 2014). Um diagrama esquemático da pipeline do HMI é mostrado na Figura 2.3. Em vermelho se encontra destacado o observável utilizado em heliossismologia local, os Dopplergramas, e um dos produtos de dados resultantes que foi utilizado neste trabalho - mapas de alta resolução de frequência e velocidade do som para regiões de até 30 Mm de profundidade - através do qual é possível realizar diversos estudos.

### 2.1.2 Michelson Doppler Imager (MDI)

O *Michelson Doppler Imager* (MDI), já desativado atualmente, é um dos instrumentos a bordo do SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*) (Figura 2.4), lançado em 2 de

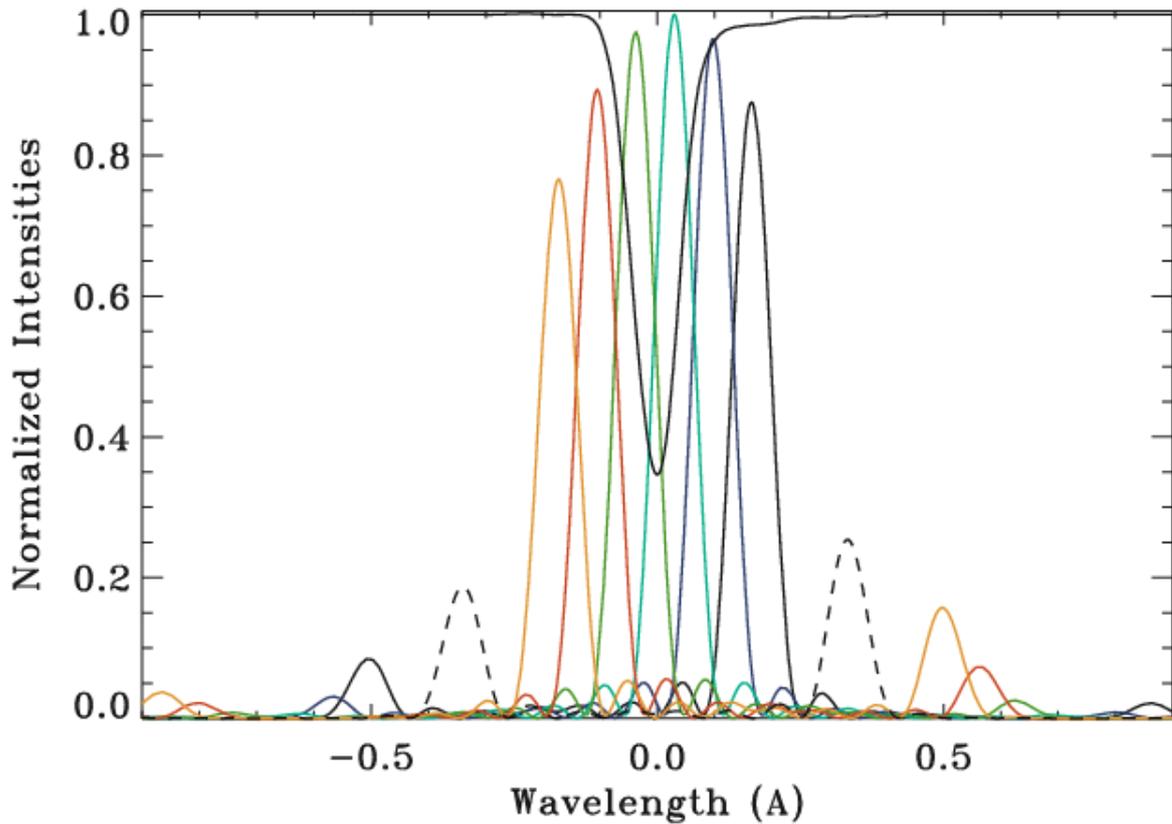


Figura 2.2 – O HMI faz a amostragem da linha de ferro neutro em seis posições simétricas (mostradas em cores) em torno do centro da linha de absorção (mostrada em preto). Crédito: Schou et al. (2012).

dezembro de 1995. A missão SOHO representa um projeto cooperativo internacional entre a ESA (*European Space Agency*) e a NASA (*National Aeronautics and Space Administration*) para estudar o Sol e possui três objetivos científicos principais: estudar o interior solar utilizando as técnicas de heliossismologia; determinar os mecanismos de aquecimento da corona solar e investigar o vento solar e seus processos de aceleração (Domingo et al., 1995).

O instrumento MDI capturava imagens do Sol em uma faixa estreita de comprimentos de onda na luz visível da fotosfera solar que correspondem a uma região em torno da linha de absorção de níquel neutro (Ni I), em  $6767.8 \text{ \AA}$ . Os Dopplergramas de disco completo eram registrados em um CCD com dimensões de  $1024 \times 1024$  pixels uma vez a cada 60 segundos (Scherrer et al., 1995). As observações com o MDI foram encerradas em 12 de abril de 2011, após ter realizado continuamente medidas de velocidade Doppler e intensidade do campo magnético do Sol por 15 anos. O HMI, sucessor do MDI, começou a fazer suas observações de rotina em 30 de abril de 2010, e seus dados incluem todos os observáveis do MDI, mas com resoluções espaciais e temporais muito mais altas e melhor qualidade de dados (Liu et al., 2012).

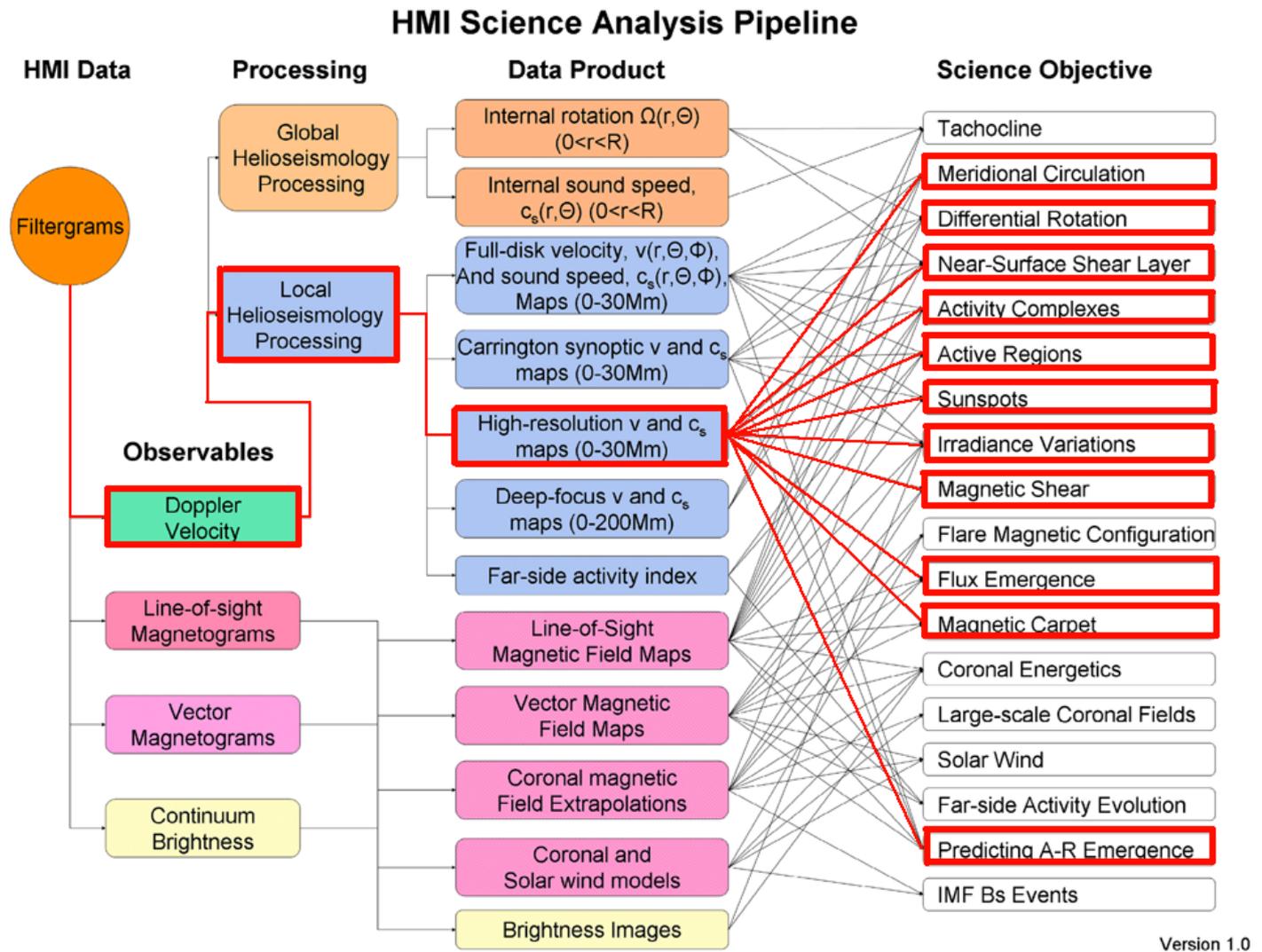


Figura 2.3 – Diagrama de fluxo esquemático para a pipeline de análise de dados HMI mostrando como os quatro principais observáveis (Dopplergramas, magnetogramas longitudinais e vetoriais e imagens de intensidade contínua) são usados para criar os muitos produtos de dados que apoiam os objetivos científicos do instrumento HMI. Crédito: Scherrer et al. (2012).

## 2.2 Análise de diagrama de anéis

Para a obtenção dos parâmetros dos modos de oscilação analisados neste trabalho foi utilizada a técnica da análise de diagrama de anéis (*ring-diagram analysis*), feita pela pipeline de processamento de dados do HMI. Essa técnica foi desenvolvida por Frank Hill (Hill, 1988) e aprimorada rapidamente durante o final dos anos 1990, sendo hoje uma das técnicas mais computacionalmente eficientes utilizadas na heliossismologia local (Gizon et al., 2010a). A Figura 2.5 ilustra cada passo da técnica da análise de diagrama de anéis, que será descrita a seguir.

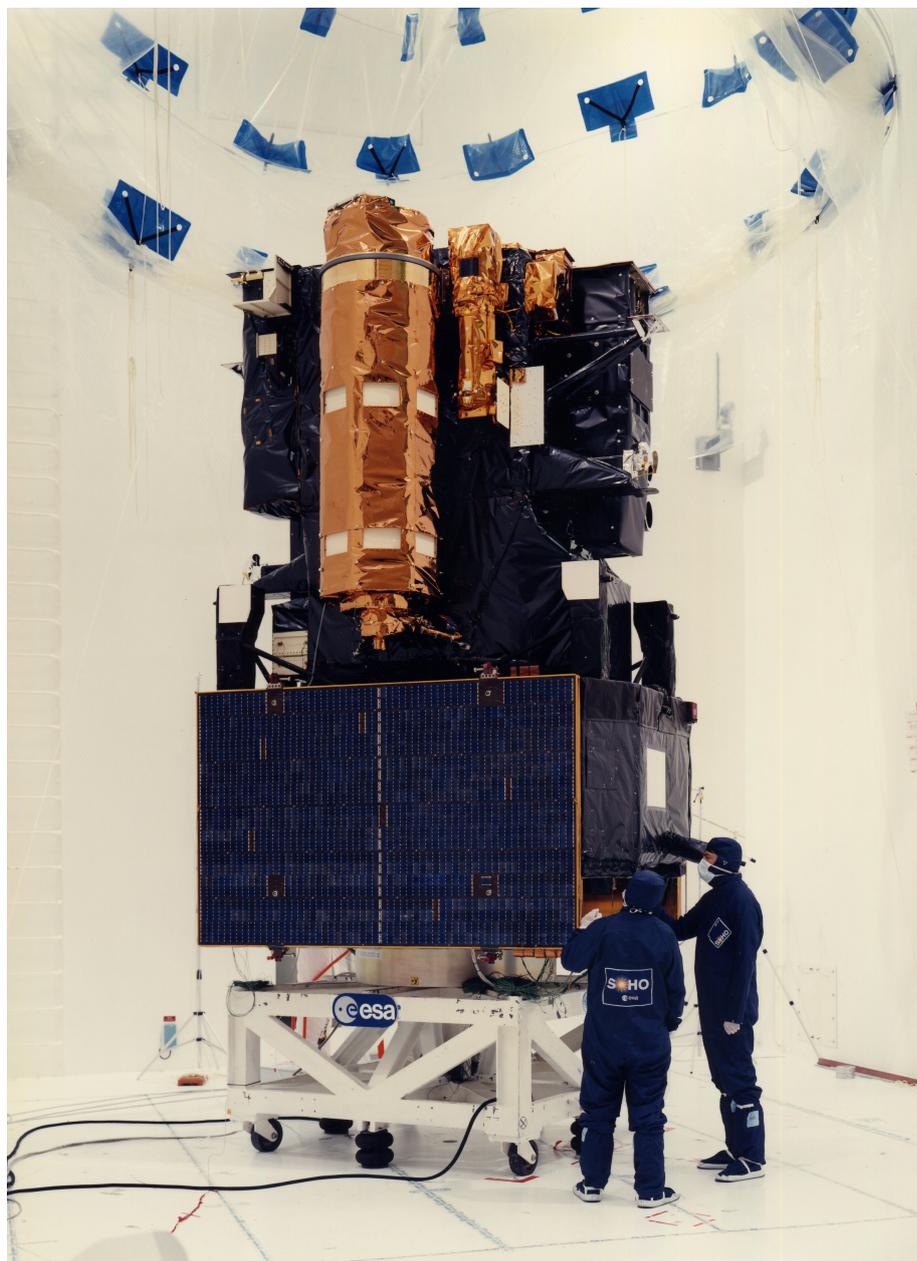


Figura 2.4 – Espaçoave SOHO durante a fase de testes. Crédito: Domingo et al. (1995).

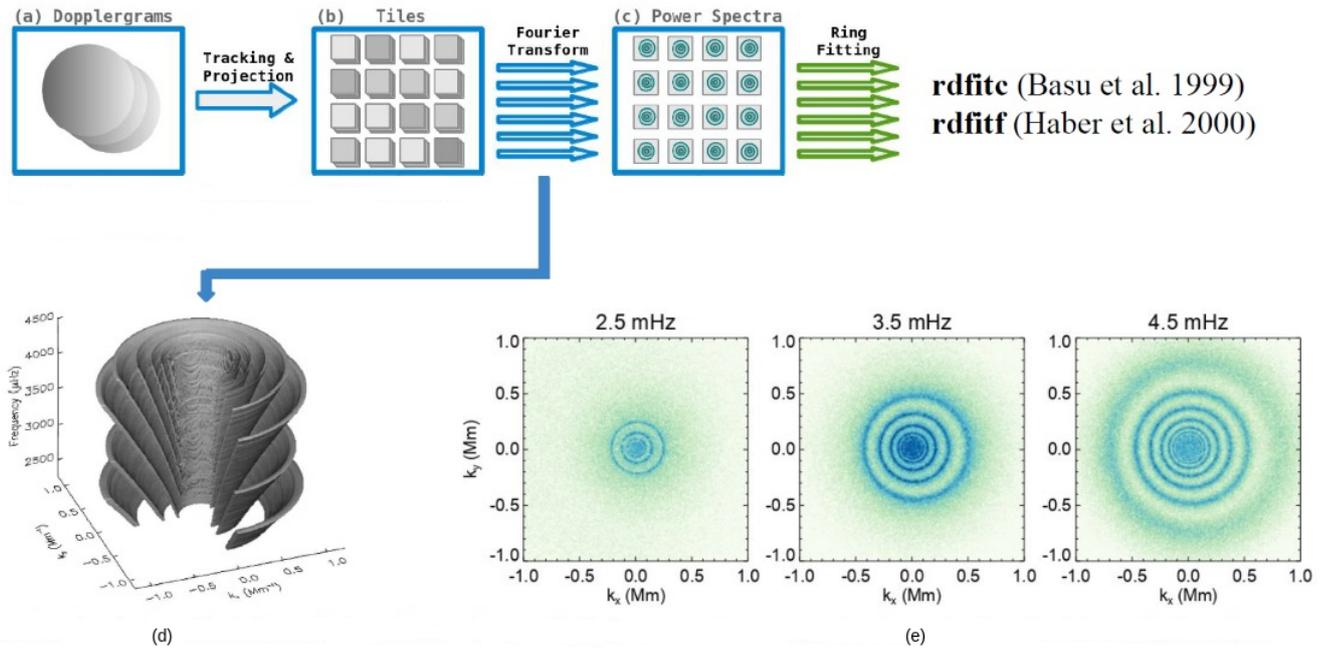


Figura 2.5 – No topo são mostrados os passos principais da análise de anéis (a, b, c). No conjunto de Dopplergrams, a superfície do Sol é dividida em sub-regiões distintas chamadas *tiles*, que são analisados de forma independente. Abaixo à esquerda (d), está o espectro de potência em 3 dimensões de uma das regiões (*tiles*) obtido após uma transformada de Fourier em duas dimensões espaciais e uma temporal. Ao fazer um corte horizontal em uma dada frequência no espectro 3D obtemos as imagens abaixo à direita (e), onde  $k_x$  e  $k_y$  são os números de onda ( $k = 2\pi/\lambda$ ) e x e y correspondem à longitude e latitude solares respectivamente. As características dos modos de oscilação solares dentro de cada região são analisadas e medidas com um código de ajuste não linear operando no espectro de potência  $P(k_x, k_y, \nu)$ . Créditos: Greer (2015), Patron et al. (1997).

### 2.2.1 Construção do cubo de dados

A partir de um conjunto de Dopplergrams coletado, a imagem observada do disco solar é dividida em sub-regiões quadradas, que podem ser centralizadas em torno de qualquer ponto escolhido no disco solar e se estendem até um tamanho especificado. Em seguida, essas regiões são projetadas do plano do CCD para coordenadas esféricas (longitude e latitude na superfície esférica do Sol) usando uma projeção azimutal equidistante (Postel) centrada em torno do centro da região quadrada (Bogart et al., 2011). Uma vez que o HMI apresenta um CCD plano, essa projeção é necessária para mudar as coordenadas de pixels para longitude e latitude solares (coordenadas heliográficas).

Uma vez escolhida cada sub-região, para construir um cubo de dados tridimensional com coordenadas (*longitude, latitude, tempo*), a mesma é observada durante um certo tempo de interesse. Neste trabalho foram utilizadas regiões quadradas de  $16^\circ$  para os dados do MDI (Seção 4.1), que são observadas por cerca de 27.5 horas, e  $5^\circ$  para os dados do HMI,

que são observadas por aproximadamente 9.5 horas. O tamanho da região, normalmente escolhido entre  $2^\circ$  e  $30^\circ$  em ângulo heliográfico, determina a profundidade para a qual os fluxos no interior do Sol podem ser medidos. Escolhendo uma região menor analisa-se apenas uma pequena parte da superfície e observa-se os modos com grau l alto, ou seja, modos confinados mais próximo da superfície (Figura 1.8). Dessa forma, se obtém mais detalhes da superfície e uma série temporal mais curta, que é mais próxima da escala de tempo de duração dos flares. Regiões com tamanhos maiores são capazes de medir mais profundamente no Sol, mas possuem uma série temporal maior e podem englobar mais de uma mancha solar e/ou outros eventos.

### 2.2.2 Rastreamento

Devido ao movimento de rotação solar, todas as regiões observadas se movem na superfície observada do Sol, ou seja, cada região se desloca ao longo tempo. Quando se deseja estudar um determinado evento, como um flare ou uma mancha, deve-se levar em consideração o efeito da rotação. Para isso, cada região é acompanhada na medida em que ela se move ao longo do disco, ou seja, cada região é rastreada em longitude na taxa de rotação da superfície. Globalmente, essa velocidade de rotação é de cerca de 2 km/s e é chamada de taxa de rotação de Carrington (Greer, 2015).

Geralmente, o rastreamento é executado de forma a manter o mesmo fluido na região de análise durante todo o período de observação. Os cubos de dados finais que consistem nos Dopplergramas projetados e rastreados recebem o nome de *tiles* na literatura em inglês, que serão analisados independentemente.

### 2.2.3 Representação no espaço espectral

As propriedades dos modos de oscilação presentes em cada cubo de dados serão medidas a partir do ajuste do espectro de potência de Fourier de cada um deles. Antes de calcular a transformada de Fourier tridimensional (duas dimensões espaciais e uma temporal), é feita uma apodização no espaço e no tempo para suavizar as discontinuidades repentinas nas bordas das regiões quadradas e no início e no final do intervalo de tempo amostrado. Os dados são apodizados com uma função polinomial de quarta ordem (por ser uma função suave e contínua em todo seu domínio) em ambas as dimensões espaciais e temporais (Bogart, 2021).

Uma vez feita a apodização, se computa a transformada de Fourier tridimensional para depois se obter os parâmetros dos modos de oscilação em cada região. Com isso, se altera o espaço de tempo  $t$  para frequência  $\nu$ , e de espaço  $x$  e  $y$  para número de onda,  $k_x$  e  $k_y$  (medidos em  $\text{Mm}^{-1}$ ). O resultado é o espectro de potência tridimensional  $P(k_x, k_y, \nu)$  mostrado na Figura 2.3(d), no qual cortes em frequências constantes revelam as ordens

radiais dos modos de oscilação como anéis concêntricos (Figura 2.3(e)).

## 2.2.4 Determinação dos parâmetros dos modos de oscilação

Os parâmetros dos modos de oscilação são estimados usando dois métodos diferentes de ajustes paramétricos nos anéis do espectro de potência tridimensional,  $P(k_x, k_y, n)$ , feitos pela pipeline de processamento de dados do HMI. No primeiro método (*fitc*), ajusta-se um modelo de 13 parâmetros (equação 2.1) em cada anel separadamente, usando a parte do espectro de potência que se estende até a metade dos anéis adjacentes. Para cada ajuste, é usada uma região que se estende por cerca de 100  $\mu\text{Hz}$  a partir da frequência central escolhida, para ajuste na faixa de 2000-5500  $\mu\text{Hz}$  (Basu & Antia, 1999). Esse modelo tem a seguinte forma:

$$P(k_x, k_y, \nu) = \{e^{[A_0 + (k - k_0)A_1 + A_2(\frac{k_x}{k})^2 + A_3\frac{k_x k_y}{k^2}]} [S^2 + (1 + Sx)^2]\} (x^2 + 1)^{-1} + \frac{e^{B_1}}{k^3} + \frac{e^{B_2}}{k^4} \quad (2.1)$$

onde

$$x = \frac{\nu - ck^p - U_x k_x - U_y k_y}{w_0 + w_1(k - k_0)}, \quad (2.2)$$

$k^2 = k_x^2 + k_y^2$  ( $k$  sendo o número de onda total), e os 13 parâmetros a serem determinados são:  $A_0, A_1, A_2, A_3, c, p, U_x, U_y, w_0, w_1, S, B_1$  e  $B_2$ . Na expressão 2.1,  $k_0$  é o valor central de  $k$  no intervalo de ajuste e  $\exp(A_0)$  é a potência média no anel. O coeficiente  $A_1$  descreve a variação da potência com  $k$  no intervalo de ajuste, e  $A_2$  e  $A_3$  descrevem a variação da potência ao longo do anel, ou seja, a variação com a direção de propagação da onda. O termo  $ck^p$  é a frequência média, enquanto  $U_x k_x$  e  $U_y k_y$  representam a mudança na frequência devido a fluxos em grande escala (essas frequências são deslocadas por fluxos na região do Sol em que o modo se propaga). A frequência dessa onda aumenta se a onda está viajando com o fluxo e diminui se ela está viajando contra o fluxo. Os valores ajustados de  $U_x$  e  $U_y$  fornecem a velocidade média (componentes  $x$  (zonal ou longitudinal) e  $y$  (meridional ou latitudinal)) do fluxo sobre a região coberta pelo espectro de potência. A meia largura média é dada por  $w_0$ , enquanto  $w_1$  descreve a variação da meia largura com  $k$  no intervalo de ajuste. Os termos envolvendo  $B_1$  e  $B_2$  definem a potência de fundo, que se presume ser da mesma forma que a proposta por Patron et al. (1997) e  $S$  é um termo que mede a assimetria, definida em Nigam & Kosovichev (1998). Para cada região são ajustados em média 300 modos pelo ajuste *fitc* cujo grau  $l$  varia entre aproximadamente 300 e 1300.

Já no segundo método de ajuste (*fitf*), se ajusta apenas 6 parâmetros para uma região anular do espectro de potência em números de onda horizontais selecionados  $k$ . Esse

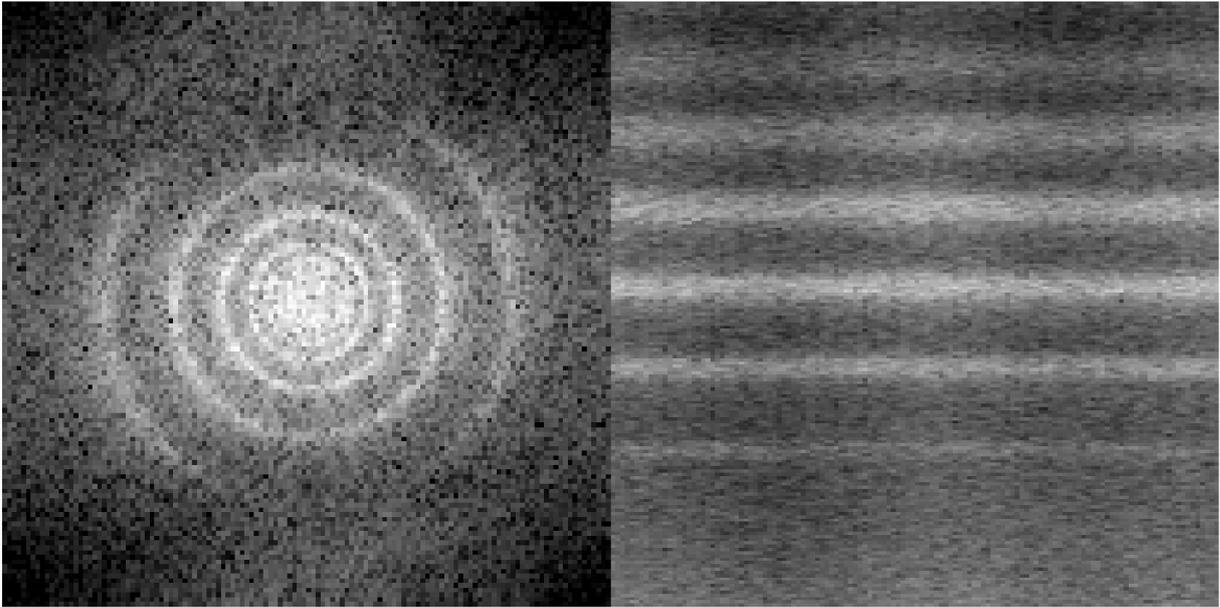


Figura 2.6 – Exemplos de espectro de potência. À esquerda:  $\log(\text{potência})$  como função de  $k_x$  e  $k_y$  em  $\nu = 3150 \mu\text{Hz}$ ; à direita: um cilindro aberto em  $k$  correspondendo ao grau angular  $l = 586$  como função de  $\theta (0 \leq \theta < 2\pi)$  e  $\nu (1 \text{ mHz} \leq \nu < 5 \text{ mHz})$ . Créditos: Schou & Bogart (1998)

modelo tem a seguinte forma:

$$P(\nu, \theta) = \frac{A}{(\nu - \nu_0 + k_x U_x + k_y U_y)^2 + \frac{\Gamma^2}{2}} + \frac{b}{k^3} \quad (2.3)$$

onde  $A$  é a amplitude,  $\Gamma$  é a largura à meia altura,  $\nu_0$  é a frequência central e  $b$  é o termo de ruído de fundo (Haber et al., 2002). O espectro é filtrado antes do ajuste para reduzir qualquer anisotropia na potência acústica e simultaneamente tem sua resolução diminuída para aumentar a velocidade de processamento. Como resultado, o número de modos ajustados é menor do que o do primeiro método. A diferença em como é feito os dois ajustes pode ser visualizada na Figura 2.6. No ajuste *fitf*, para cada  $k$ , um cilindro é extraído por interpolação do espectro tridimensional original para uma grade uniforme em  $\theta$  para cada  $\nu$ , onde  $\vec{k} = (k_x, k_y) = k(\cos\theta, \sin\theta)$  é o número de onda e  $\theta$  é a direção de propagação (Schou & Bogart, 1998).

Neste trabalho foi utilizado apenas o ajuste *fitc* e dentre todos os parâmetros dos modos de oscilação obtidos estamos interessados somente na amplitude dos modos, afim de compará-la em regiões com e sem flare e buscar uma possível assinatura dos flares sobre o comportamento dos modos. Os dados usados foram obtidos através do centro de processamento de dados científicos: *Joint Science Operations Center (JSOC) Science Data Processing*<sup>1</sup> que fornece acesso aos dados dos instrumentos do SDO e de outras missões e instrumentos, como os dados do MDI/SOHO. A partir da plataforma de exportação dos

<sup>1</sup> <http://jsoc.stanford.edu>

dados *JSOC Data Explore Info and Export*<sup>2</sup>, utilizamos a série de dados `hmi.rdVfisc_fd05`, para regiões de 5°. Também foi utilizada a série de dados `mdi.fd_V` que fornece as imagens Doppler do disco solar obtidas pelo MDI/SOHO para obtenção dos parâmetros dos modos descritos na Seção 4.1.

## 2.3 Cálculo do índice de atividade magnética (MAI)

Para cada região analisada também foi levado em consideração o seu índice de atividade magnética (MAI). Essa grandeza, medida em Gauss, representa uma medida da intensidade da componente na linha de visada do campo magnético médio da região e é calculada pela pipeline do HMI a partir dos magnetogramas das regiões correspondentes aos cubos de dados descritos nas Seções 2.2.1 e 2.2.2 (Bogart et al., 2011). Os magnetogramas são mapas do campo magnético na linha visada e o instrumento HMI usa o efeito Zeeman (efeito de divisão de uma linha espectral em várias componentes devido à presença de um campo magnético) para determinar a intensidade dessa componente, uma vez que a distância entre os subníveis desdobrados é uma função da força do campo magnético<sup>3</sup>.

## 2.4 Identificação dos flares

O imenso volume de dados gerados pelo conjunto de instrumentos do *Solar Dynamics Observatory* (SDO) exigiu novas ferramentas para identificar e acessar de forma eficiente os dados mais relevantes para pesquisa. Para suprir essa necessidade, foi desenvolvido o *Heliophysics Events Knowledgebase* (HEK)<sup>4</sup>, um repositório de informações sobre eventos que ocorrem no Sol gerados por algoritmos automatizados, com o propósito de catalogar eventos e características solares interessantes e apresentá-los aos membros da comunidade de forma a orientá-los para os dados mais relevantes para seus fins (Hurlburt et al., 2010).

Por causa do grande número de imagens obtidas pela missão do SDO, a detecção automática de eventos nas imagens é uma parte necessária da missão. O HEK apresenta vários métodos automatizados de detecção de eventos solares. No presente trabalho, para cada região de analisada, buscou-se quais delas apresentam flares e qual a intensidade (ou classe) do flare encontrado. Para isso, foram utilizadas 3 rotinas de detecção automática de eventos na superfície do Sol no banco de dados do HEK: o *Feature Finding Team* (FFT), *Solar Soft* e o *Space Weather Prediction Center* (SWPC). Esses módulos relatam os eventos detectados ao sistema HEK, que fornece acesso aos dados por meio de uma Interface de Programação de Aplicativos (API) pública. Dentre os eventos reportados, além dos flares, estão regiões ativas, buracos coronais (áreas onde a corona solar é mais escura, fria, e

<sup>2</sup> <http://jsoc.stanford.edu/ajax/lookdata.html>

<sup>3</sup> <http://jsoc.stanford.edu/HMI/Magnetograms.html>

<sup>4</sup> [www.lmsal.com/isolsearch](http://www.lmsal.com/isolsearch)

possui uma densidade de plasma mais baixa do que a média), filamentos (grandes regiões de gás frio muito denso, mantido no lugar por campos magnéticos), sigmóides (estruturas em forma de "S" encontradas na atmosfera externa do Sol (corona), vistas em raios X) e manchas solares (Kucuk et al., 2017).

Para a identificação dos flares, os módulos Solar Soft e SWPC fornecem a classe GOES do flare e sua localização em latitude e longitude heliográfica (as mesmas coordenadas utilizadas no HMI). Já no módulo FFT os flares são identificados de acordo com a intensidade do fluxo e suas coordenadas são dadas em segundos de arco no disco do Sol, de modo que se um determinado flare foi identificado com o FFT, se faz uma mudança de coordenadas de segundos de arco para grau (latitude e longitude heliográfica). Além disso, os 3 métodos de detecção fornecem também os horários de ocorrência dos flares (início, horário de pico e fim).

Os módulos Solar Soft e o FFT utilizam os dados do *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) e o SWPC utiliza dados do sensor de raios X do satélite GOES (*Geostationary Operational Environmental Satellite*). O AIA também é um dos instrumentos a bordo do SDO e consiste em quatro telescópios que fornecem imagens em sete comprimentos de onda no ultravioleta extremo (EUV): 94 Å, 131 Å, 171 Å, 193 Å, 211 Å, 304 Å e 335 Å. Esse instrumento, que possui resolução espacial de 1.5 segundos de arco, se concentra na evolução do ambiente magnético na atmosfera do Sol e sua interação com o plasma circundante, de modo a contribuir no avanço da nossa compreensão dos mecanismos da variabilidade solar e de como a energia do Sol é armazenada e liberada na heliosfera e no espaço (Lemen et al., 2012).



## 3 Fatores que influenciam a amplitude dos modos de oscilação

As amplitudes dos modos de oscilação são sensíveis a alguns fatores, que devem ser levados em consideração na análise para que seus efeitos sobre o comportamento dos modos não sejam confundidos com uma possível excitação pelos flares solares. Neste capítulo serão tratados dois fatores: o efeito da linha de visada de cada região observada no disco solar e a influência do campo magnético na região onde as ondas acústicas são observadas. Para todas as regiões mostradas neste capítulo a amplitude dos modos foi obtida com o ajuste *fitc* para regiões de  $5^\circ$  do HMI.

### 3.1 Variação com o ângulo de visada

O efeito da posição de cada região no disco solar sobre os modos de oscilação pode ser visto claramente ao considerar as amplitudes dos modos ao longo das diferentes posições de cada região analisada. A Figura 3.1 mostra, como exemplo, a amplitude normalizada de alguns modos com  $n=0-3$  em função da distância de cada região ao centro do disco. Para a construção dos gráficos foram utilizadas 175 regiões calmas (todas com MAI  $< 1$  G) com latitudes entre  $-25^\circ$  e  $-10^\circ$  e distâncias do meridiano central variando entre  $-30^\circ$  e  $+30^\circ$ .

Pelo gráfico da Figura 3.1, percebe-se que quanto maior a distância da região analisada até o centro do disco, menor é a amplitude observada dos modos, devido a um efeito geométrico. No centro do disco, as regiões de  $5^\circ$  analisadas estarão aproximadamente paralelas ao plano do CCD do instrumento HMI (Figura 3.2), de modo que a perda de informação ao se fazer a projeção dessa região para o CCD não é tão grande. Já quando se observa em latitudes e distâncias do meridiano central maiores, passa a existir um ângulo entre as regiões analisadas e a normal ao plano do CCD, de modo que se estará projetando uma área mais inclinada do Sol (Figura 3.2). A projeção de Postel leva esse efeito geométrico em consideração mas inevitavelmente se perde uma maior quantidade de informação na realização da projeção de regiões muito distantes do centro do disco solar.

Devido ao movimento de rotação solar, todas as regiões observadas se movem no disco solar e, portanto, são observadas em um ângulo variável ao longo do tempo. Quando esse efeito do ângulo de visada não é corrigido, são introduzidas variações significativas nas amplitudes dos modos que podem resultar em conclusões errôneas sobre a influência dos flares, como será mostrado na Seção 4.1. Para levar esse efeito em consideração, neste trabalho é utilizada uma região de referência exatamente na mesma posição no disco de cada região analisada, mas observada quando nenhuma atividade magnética está presente,

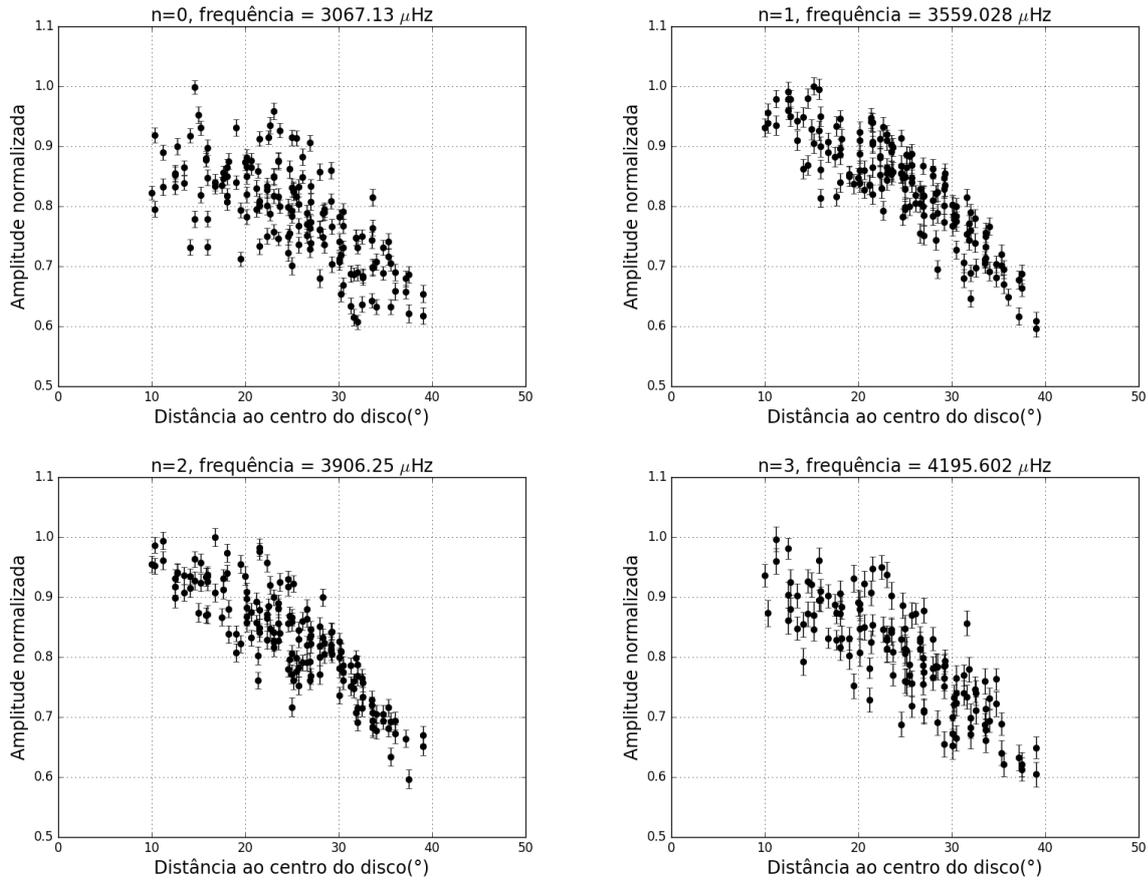


Figura 3.1 – Exemplo de variação da amplitude normalizada de alguns modos com a distância de cada região calma ao centro do disco solar. Foram regiões com latitudes entre  $-25^\circ$  e  $-10^\circ$  e distâncias do meridiano central variando entre  $-30^\circ$  e  $+30^\circ$  (em relação ao centro do disco solar observado). As barras de erro são do método de ajuste *fitc*.

ou seja, regiões calmas, com valores de MAI bem baixos. Para cada modo (um dado  $n$  e uma dada frequência) em uma região  $i$  com um certo valor de MAI, divide-se a sua amplitude observada nessa região pela amplitude do mesmo modo mas observado em uma região calma na mesma posição no disco (mesma distância do meridiano central e mesma latitude de cada região considerada):

$$\frac{\Delta A_i}{A(\text{calma})}(n, \nu, MAI) = \frac{A_i(n, \nu, MAI) - A(\text{calma}, n, \nu)}{A(\text{calma}, n, \nu)} = \frac{A_i(n, \nu, MAI)}{A(\text{calma}, n, \nu)} - 1 \quad (3.1)$$

Dessa forma, como as amplitudes em cada região sob análise e na região calma correspondente na mesma posição no disco são afetadas da mesma forma pelo efeito da linha de visada, calculando a amplitude relativa de cada modo com a expressão 3.1 consegue-se remover esse efeito na amplitude devido à posição de cada região observada no disco solar.

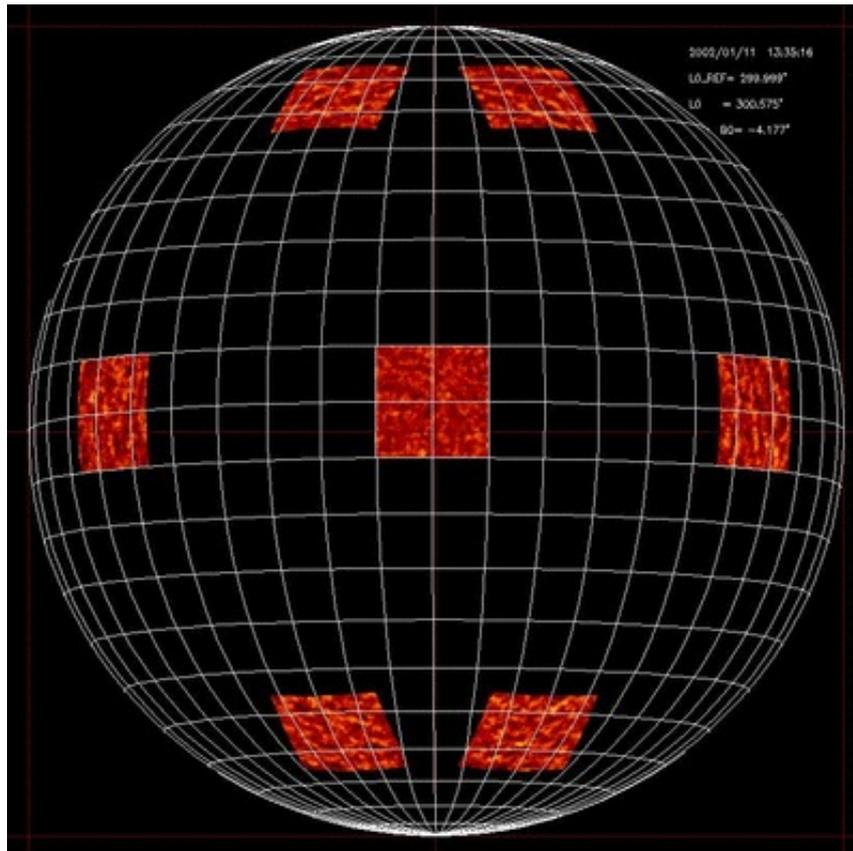


Figura 3.2 – Representação esquemática de regiões quadradas na superfície do Sol em diferentes posições. Quanto mais distante do centro do disco mais inclinada se torna a região a ser projetada. Crédito: Côte d’Azur Observatory (2015).

## 3.2 Variação com o campo magnético

Nesta seção será analisado outro fator importante que deve-se levar em conta para analisar os possíveis efeitos dos flares, que é a influência do campo magnético sobre a amplitude dos modos. Na Figura 3.3, é mostrado como exemplo a amplitude normalizada em função da frequência para uma região calma ( $MAI = 0.6 \text{ G}$ ) e uma região ativa ( $MAI = 70 \text{ G}$ ), ambas com latitude  $7.5^\circ$  e distância do meridiano central de  $2.5^\circ$ . Como os flares em geral ocorrem próximos às regiões magneticamente ativas (ou às manchas solares) e como estas (as manchas solares) estão continuamente em evolução, esse é um efeito importante neste trabalho.

No gráfico da Figura 3.3 é possível perceber que os modos de oscilação na região ativa têm suas amplitudes reduzidas (podendo chegar a uma redução de até  $\approx 50\%$ ), devido ao forte campo magnético presente, em comparação com a região calma. A extração de energia de ondas acústicas incidentes em um campo magnético inclinado por conversão de modo é capaz de explicar a redução de potência observada em manchas solares, onde a energia da onda acústica inicial é convertida em energia de outro tipo de onda (como as ondas de Alfvén, um tipo de onda magnetohidrodinâmica transversal que viaja ao

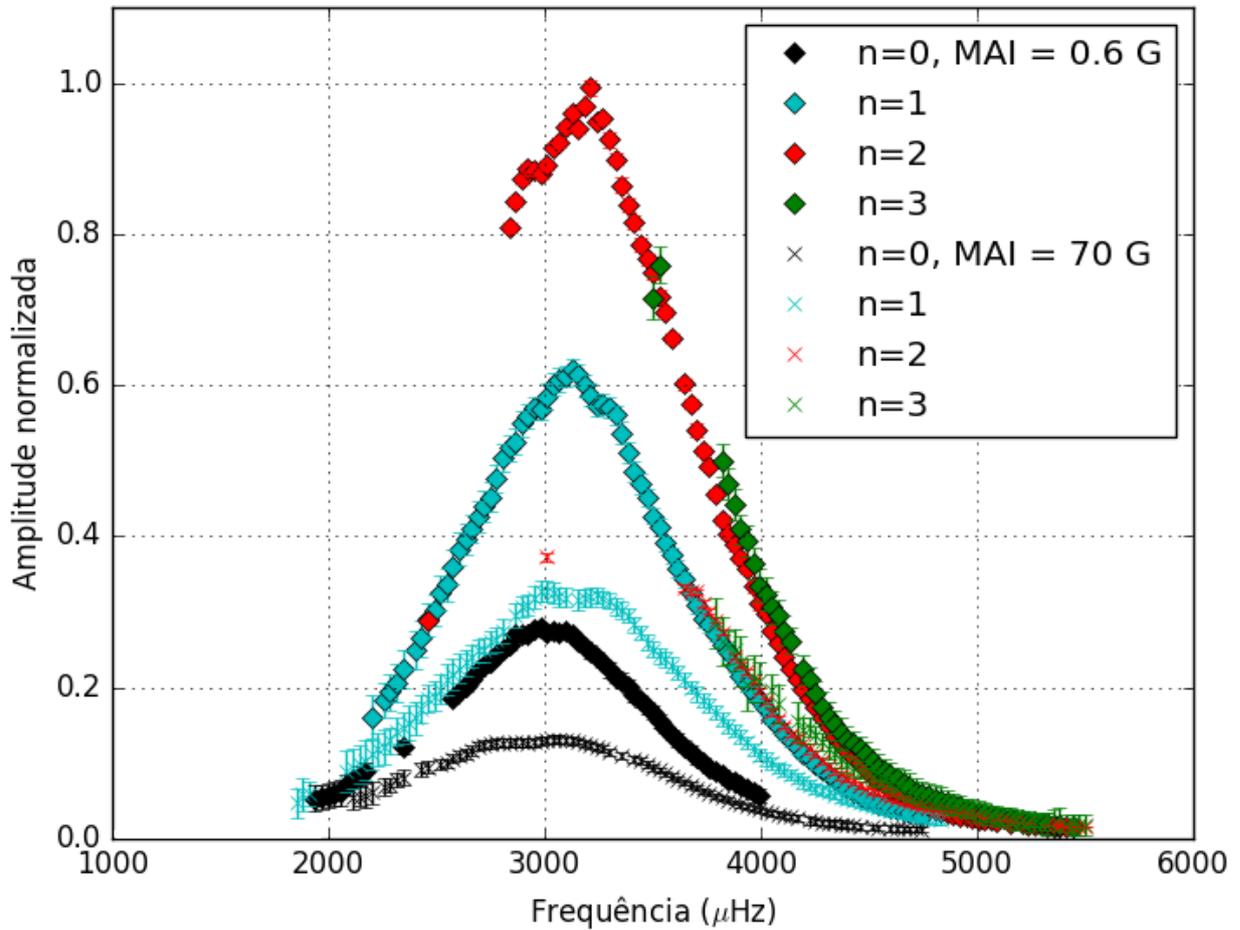


Figura 3.3 – Amplitude normalizada dos modos de oscilação para uma região calma com MAI = 0.6 G (losangos) e para uma região ativa com MAI = 70 G (símbolo "x").

longo das linhas do campo magnético com a tensão magnética como força restauradora) (Khomenko & Collados, 2015). Além disso, regiões com altas concentrações de campo magnético inibem os movimentos de convecção, ou seja, o próprio mecanismo de excitação das ondas acústicas também é reduzido.

O efeito do campo magnético sobre as amplitudes dos modos também pode ser visto quando avalia-se a amplitude relativa dos modos de oscilação em função do índice de atividade magnética de cada região, mostrada na Figura 3.4 para alguns modos. Para a construção desses gráficos foram utilizadas 179 regiões sem flares que possuem distâncias do meridiano central variando entre  $-30^\circ$  a  $+30^\circ$  e latitudes variando de  $-5^\circ$  a  $-30^\circ$  no hemisfério sul e de  $+5^\circ$  a  $+30^\circ$  no hemisfério norte.

A partir dos gráficos da Figura 3.4, observa-se o índice de atividade magnética de cada região é um fator muito importante que possui uma grande influência sobre a amplitude dos modos de oscilação. O comportamento dos modos na presença de campos

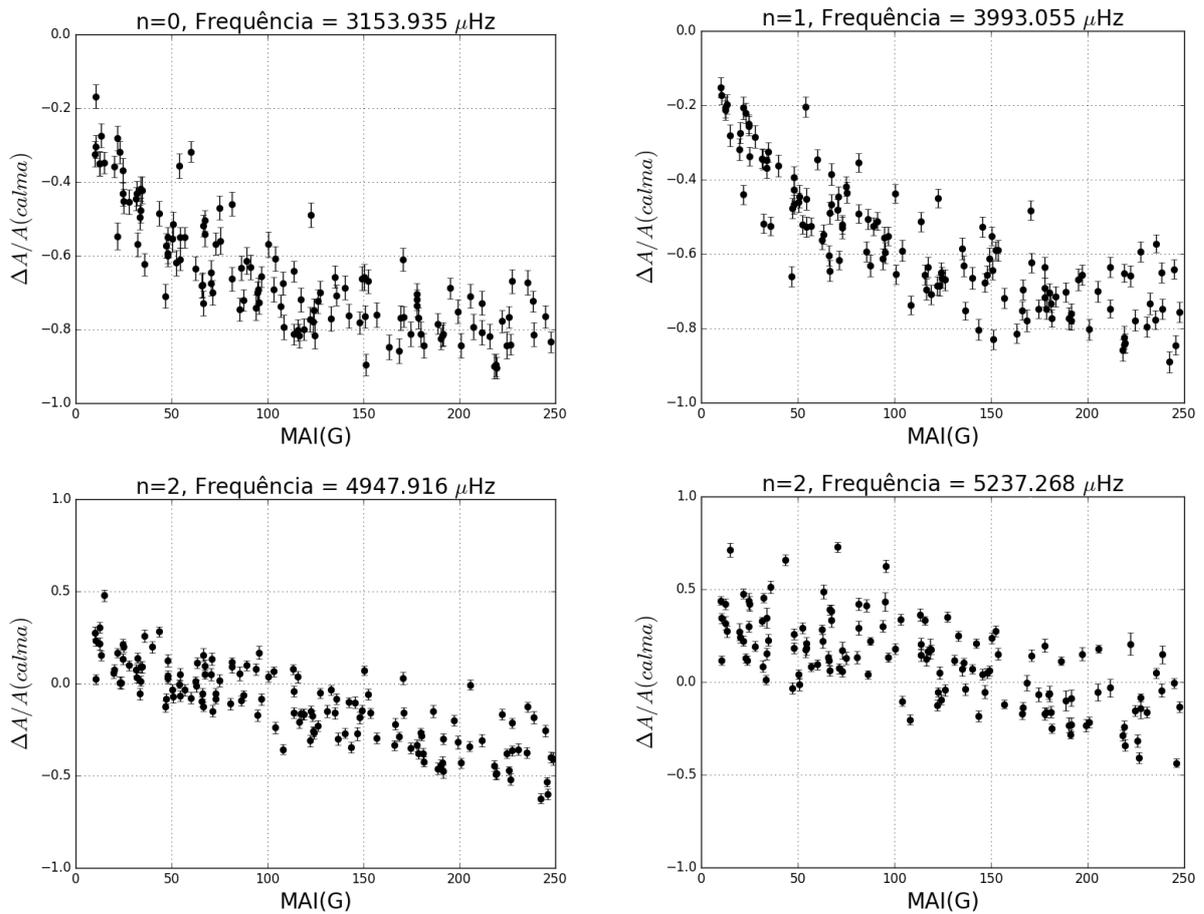


Figura 3.4 – Exemplos de amplitudes relativas em função do MAI de cada região sem flare para alguns modos. Foram utilizadas 179 regiões sem flares que possuem distâncias do meridiano central variando entre  $-30^\circ$  a  $+30^\circ$  e latitudes variando de  $-5^\circ$  a  $-30^\circ$  no hemisfério sul e de  $+5^\circ$  a  $+30^\circ$  no hemisfério norte.

magnéticos será diferente dependendo da sua frequência. Para frequências até  $\approx 4500 \mu\text{Hz}$  se observa uma redução na amplitude dos modos que é mais intensa quanto maior for o valor do MAI da região (gráficos superiores da Figura 3.4). Para frequências mais altas, os modos passam a ter amplitude maior nas regiões consideradas (gráficos inferiores da Figura 3.4), com a potência podendo exceder àquela das regiões calmas entre 40-60% (Hindman & Brown, 2009). Esse fenômeno é conhecido na literatura como *acoustic halo effect* e vai ficando mais evidente conforme se aumenta a ordem radial dos modos, que possuem frequências maiores.

Existem algumas teorias que sugerem possíveis mecanismos responsáveis por esse fenômeno. Nas simulações, Jacoutot et al. (2009) mostraram que movimentos convectivos turbulentos de alta frequência, na presença de campos magnéticos moderados, podem aumentar a emissão acústica local. Outro estudo de Khomenko & Collados (2009) propôs que a refração de ondas na atmosfera mais alta poderia depositar energia adicional em regiões fotosféricas de campo de força intermediária. Como todas as teorias propõem mecanismos diferentes, são necessários mais estudos observacionais para testar sua validade.

Além disso, modelos teóricos e numéricos precisam ser desenvolvidos, melhorados e testados em relação a parâmetros observáveis para melhor compreender o mecanismo responsável pelo aumento da amplitude dos modos de oscilação em torno de regiões ativas complexas.

Os gráficos da Figura 3.4 ilustram a dificuldade de se conseguir determinar a influência de um flare sobre a amplitude dos modos de oscilação, pois uma mudança na intensidade do campo magnético, inclinação ou mesmo uma mudança na configuração magnética da região ativa, mudará a amplitude do modo, o que pode ser confundido com o efeito de um flare.

## 4 Análise de flares de classe X

Neste capítulo serão analisadas as amplitudes dos modos acústicos durante dois eventos, levando-se em consideração os fatores que influenciam na amplitude discutidos no capítulo anterior. Primeiramente, será analisado o chamado flare de *Halloween*, o flare mais intenso observado desde o início das observações espaciais. Para esse flare, serão utilizados os dados do MDI/SOHO. Em seguida, será analisado um flare com classe X2.1 usando os dados mais modernos do HMI/SDO.

### 4.1 Estudo do flare de *Halloween* usando dados do MDI

Nesta seção serão analisadas as amplitudes dos modos de oscilação durante um dos flares mais energéticos já registrados nas últimas décadas, o qual Maurya et al. (2009) reportaram um aumento claro na amplitude dos modos devido ao mesmo. Esse flare, classificado como X17.2, foi observado em 28 de outubro de 2003 na região ativa NOAA 10486 e ficou conhecido na literatura como flare de *Halloween*. Na Figura 4.1 é mostrada à esquerda uma imagem desse flare obtida com o instrumento EIT (*Extreme ultraviolet Imaging Telescope*) a bordo do SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*) e à direita uma imagem no visível obtida com o instrumento MDI (*Michelson Doppler Imager*), também a bordo do SOHO, do dia em que se observou o flare, mostrando a presença de uma mancha (destacada em vermelho) na região onde o flare foi observado.

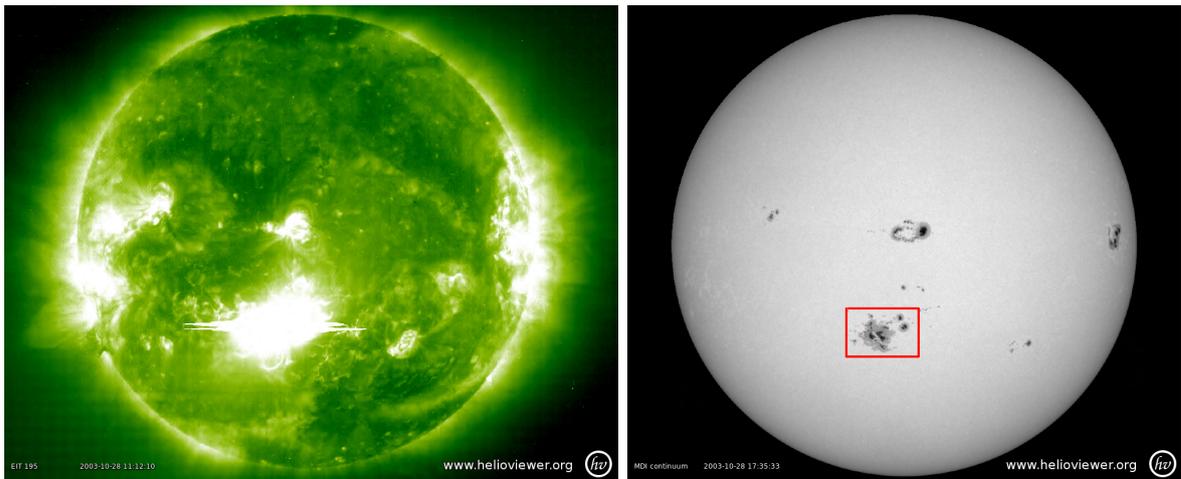


Figura 4.1 – À esquerda: imagem do flare de Halloween obtida pelo instrumento EIT a bordo do SOHO em 195 Å. À direita: imagem no visível obtida com o instrumento MDI, mostrando a presença de uma mancha solar na região ativa NOAA 10486 (Seção 1.4), destacada em vermelho. Ambas as imagens foram obtidas no dia em que se observou o flare. Crédito: <https://helioviewer.org/>.

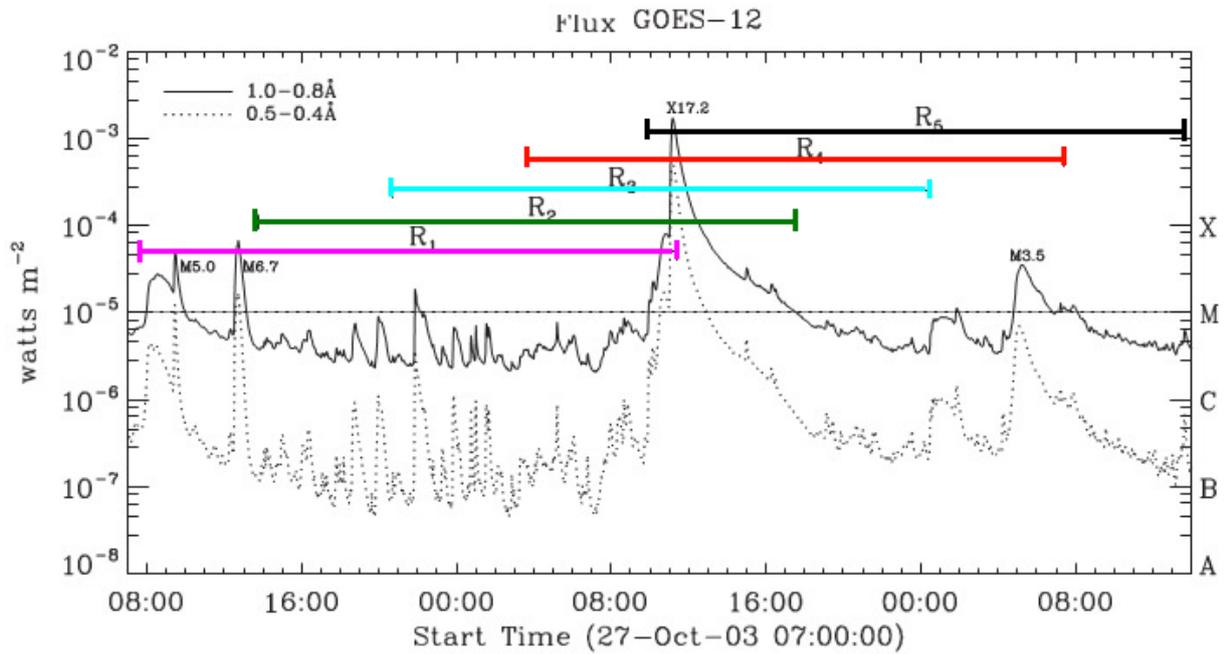


Figura 4.2 – Curva do GOES com o fluxo em raios X começando no dia 27 de outubro de 2003 às 07:00 UT. As linhas horizontais coloridas com rótulos  $R_i$ ,  $i = 1$  (lilás), 2 (verde), 3 (ciano), 4 (vermelho) e 5 (preto), representam os diferentes períodos de tempo tomados para construir os cinco conjuntos de dados. Crédito: adaptada de Maurya et al. (2009).

No estudo feito por Maurya et al. (2009) foi utilizada a análise de diagrama de anéis aplicada aos dados do GONG (*Global Oscillation Network Group*) para regiões de  $16^\circ$ . Foram construídos 5 conjuntos de dados ( $R1-5$ ) com duração de 1664 minutos cada (cubo de dados com dimensões  $16^\circ \times 16^\circ \times 1664$  minutos) e com diferentes tempos de início, de modo que o início do flare foi colocado no final, a três quartos, no centro, a um quarto e no início do intervalo temporal dos cubos de dados  $R1-5$ , respectivamente (Figura 4.2). Para cada uma das regiões  $R1-5$ , a distância do meridiano central varia de  $-18^\circ$  a  $-3.5^\circ$ , com uma latitude constante de  $-22.5^\circ$ . Além disso, as regiões possuem valores altos de MAI: 260, 266, 273, 279 e 283 G, para as regiões  $R1-5$ , respectivamente.

O GONG utiliza o ajuste *fitf* (equação 2.3) para obter a amplitude dos modos. A Figura 4.3 mostra a amplitude relativa dos modos obtida por Maurya et al. (2009) para as regiões  $R2$  a  $R5$  onde  $R1$  foi usada como referência, ou seja, foi feito o seguinte cálculo:

$$\left(\frac{\delta A}{A}\right)_i = \frac{A(R_i)}{A(R1)} - 1 = \frac{A(R_i) - A(R1)}{A(R1)} \quad (4.1)$$

sendo  $i=2, \dots, 5$ . A Figura 4.3 obtida por Maurya et al. (2009) mostra que amplitude relativa dos modos é positiva para todos os valores de  $n$  mostrados e é maior para a região  $R5$ . As amplitudes relativas aumentaram com a frequência para  $\nu > 2000 \mu\text{Hz}$  e apresentaram maiores valores para ordens radiais mais baixas. O flare foi colocado no início em  $R5$ ; assim, esperava-se que a contribuição heliossísmica geral do flare, estendendo-se da fase pré

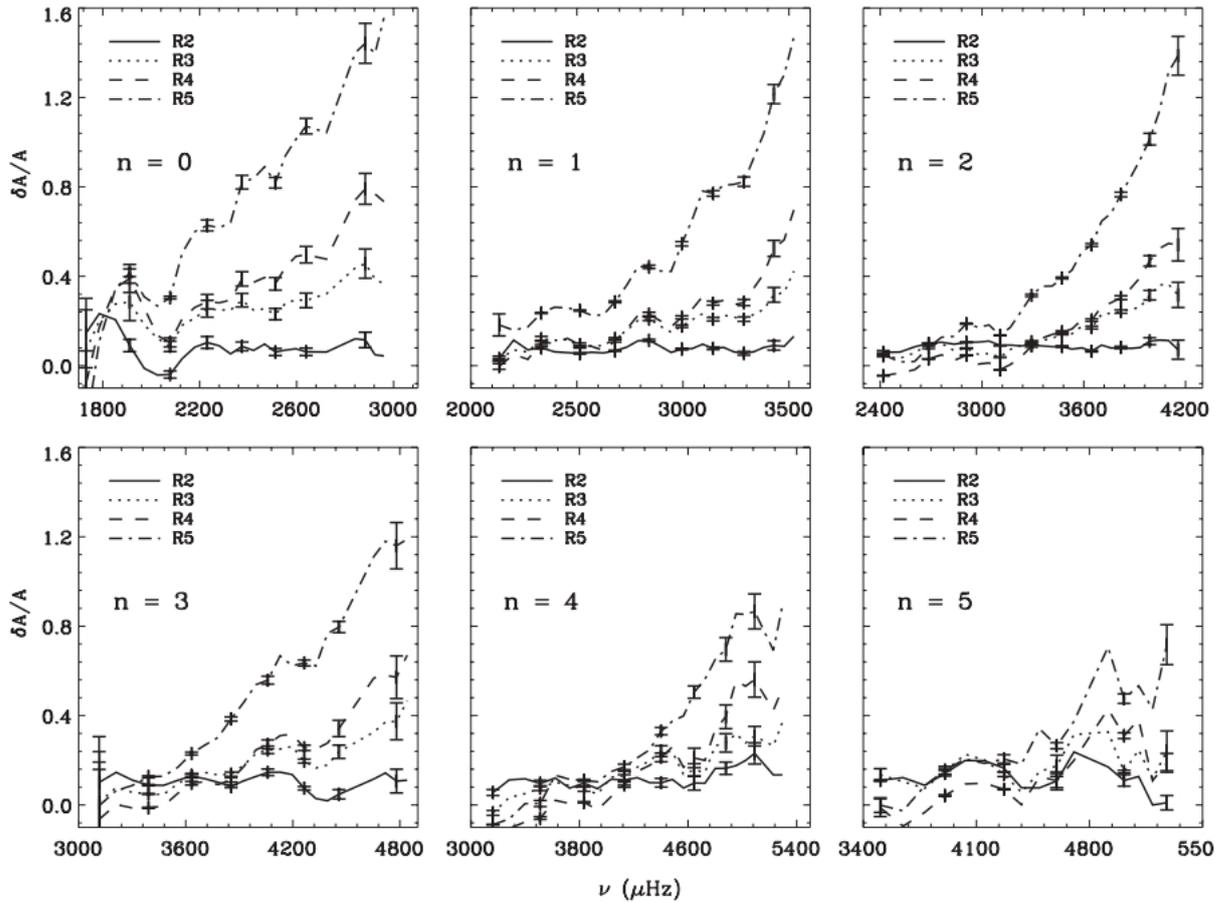


Figura 4.3 – Amplitude relativa dos modos obtida por Maurya et al. (2009) para o conjunto de regiões  $R_i$ ,  $i=2, \dots, 5$ , com R1 como referência. Crédito: Maurya et al. (2009).

à pós-flare, permanecesse inteiramente dentro desse cubo de dados. Correspondentemente, a amplitude dos modos foi maior em R5, conforme esperado. No entanto, foi menor em R1, onde o flare foi colocado no final do cubo de dados, e, portanto, os efeitos pós-flare não foram cobertos por esse conjunto de dados. A partir da tendência sistemática de variações na amplitude dos modos de R5 para R1, Maurya et al. (2009) concluíram que o flare de fato deu origem a um aumento significativo na amplitude dos modos.

Para verificarmos os resultados obtidos por Maurya et al. (2009), foram usados os dados do MDI/SOHO no lugar dos dados do GONG. Este, por ser um conjunto de seis instrumentos de observação distribuídos geograficamente ao redor da Terra, não possui a mesma capacidade de cobertura de dados que um instrumento que se encontra no espaço, como é o caso do MDI e do HMI. Uma medida importante da eficácia de uma rede é seu ciclo de trabalho (do inglês, *duty cycle*), ou fração do tempo de observação alcançado durante algum período de tempo, como um dia ou mês, com um ciclo de trabalho igual a 1 indicando que não há dados ausentes naquele período de tempo. O ciclo de trabalho do GONG é aproximadamente 0.9 para as regiões R1-4 e 0.72 para a região R5, e no caso do MDI é de 0.97 para as regiões R1-4 e 0.81 para a região R5. A falta de dados na série

temporal analisada também é capaz de afetar a determinação da amplitude dos modos (Komm et al., 2000), de modo que, uma vez que as observações com o HMI tiveram início no ano de 2010, foram escolhidos os dados do MDI para realizar essa análise. Os algoritmos da pipeline de diagrama de anéis do HMI foram aplicados aos dados do MDI em posições no disco solar idênticas às usadas por Maurya et al. (2009) por Maria Cristina Rabello Soares, que disponibilizou os parâmetros dos modos ajustados para cada uma das regiões.

Para comparação, reproduziu-se a Figura 4.3 de Maurya et al. (2009) utilizando-se os dados do instrumento MDI. Os resultados com a amplitude relativa para as regiões R2-5, onde R1 é usada como referência (equação 4.1), estão mostrados na Figura 4.4 para  $n=0-3$ , onde foi utilizado o ajuste *fitc* para se obter a amplitude dos modos de oscilação.

Assim como na Figura 4.3 de ?, entre as regiões R2-4 na Figura 4.4 observa-se que a amplitude relativa cresce de R2 para R4, sendo R4 a maior. Esse efeito ocorre devido à diminuição da distância de cada uma dessas regiões do centro do disco, conforme discutido no Capítulo 3. A região R5, apesar de estar mais próxima do centro do disco, é a que possui o menor de valor de *duty cycle* (igual a 0.81) e menores amplitudes, de modo que a amplitude relativa para R5, mostrada em preto, na Figura 4.4 é uma das menores. Além disso, todas as amplitudes relativas mostradas na Figura 4.4 são menores do que as encontradas por Maurya et al. (2009) na Figura 4.3. No citado trabalho, foi aplicada uma correção aos dados do GONG usando um método descrito em Komm et al. (2000) para corrigir o *duty cycle* menor que 1, o que não foi feito na Figura 4.4. Isso explica as amplitudes mais baixas observadas.

No entanto, a amplitude relativa calculada por Maurya et al. (2009) (equação 4.1) foi feita dividindo as amplitudes dos modos nas regiões R2-5 pela amplitude dos modos na região R1, que estava em localização distinta das demais no disco solar. Ou seja, não foi levado em consideração o efeito da linha visada de cada região, um fator muito importante que quando não corrigido introduz variações significativas na amplitude dos modos e pode levar a um aumento artificial dessas amplitudes, conforme mostrado na Figura 4.4 e discutido no Capítulo 3.

Para levar-se em consideração a influência da posição de cada região no disco solar foram utilizadas 5 regiões calmas (com  $MAI \leq 12$  G), observadas dias antes do aparecimento da grande região ativa associada ao flare, exatamente na mesma posição do disco de cada uma das regiões R1-5. Foi utilizado o ajuste *fitc* para se obter a amplitude dos modos de oscilação e a amplitude relativa dos modos para as regiões R1-5 foi calculada pela equação 3.1. Os resultados se encontram na Figura 4.5, para  $n=0-3$ .

Quando se corrige o efeito da linha visada de cada região, se obtém resultados bem diferentes dos obtidos por Maurya et al. (2009), não se observando um aumento da amplitude dos modos das regiões R2-R5 em relação à R1. Os gráficos da Figura 4.5 mostram que as amplitudes relativas das regiões R1-5 não variam significativamente entre

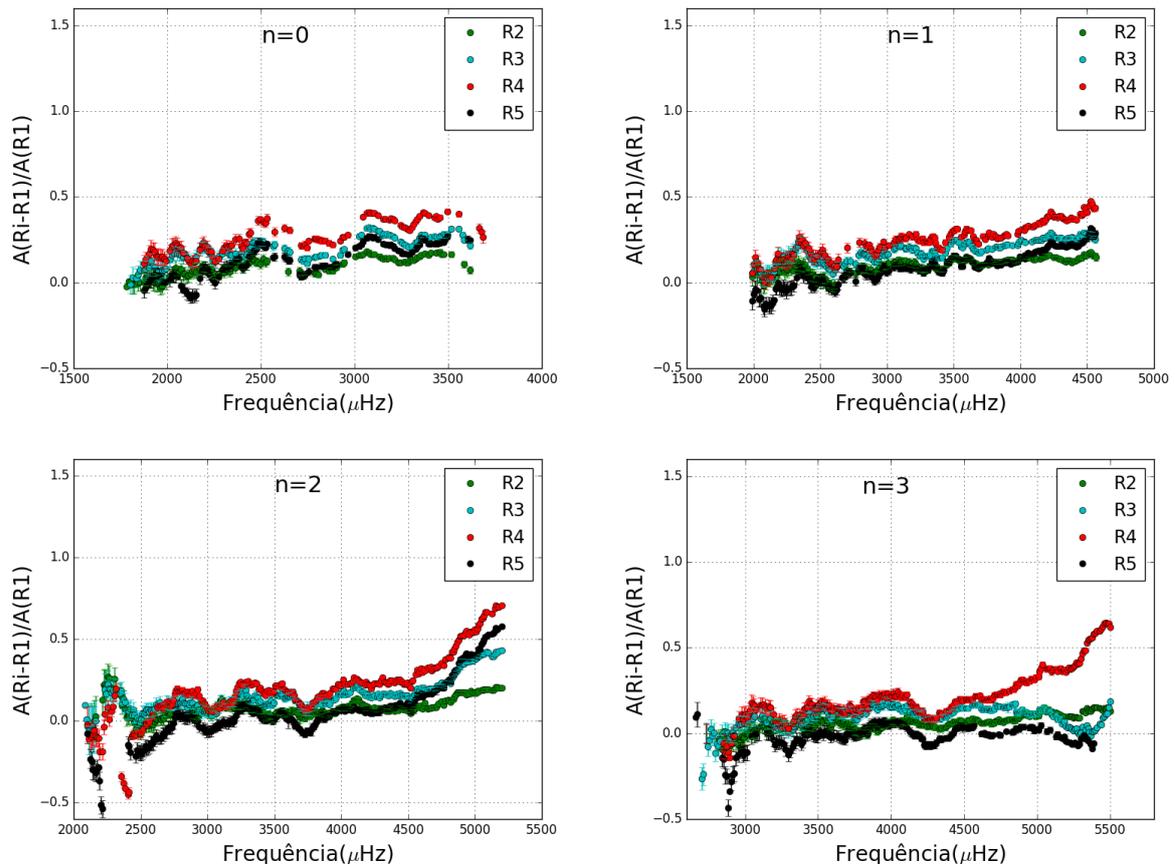


Figura 4.4 – Amplitude relativa dos modos com  $n=0-3$  usando dados do MDI e R1 como referência .

si e são negativas para praticamente todos os valores de frequência, ou seja, a amplitude nas 5 regiões consideradas é menor do que nas regiões calmas correspondentes. Esse é um resultado esperado, pois o MAI dessas regiões é bem elevado (todos acima de 200 G). Dessa forma, não se evidencia nenhum efeito de aumento de amplitude nos modos de oscilação devido ao flare.

## 4.2 Estudo de um flare de classe X com dados do HMI

A seguir, foi analisado outro flare de classe X utilizando-se os dados do HMI, um instrumento mais moderno. Dentre os flares de classe X observados com o HMI desde o início de suas observações em 2010 até fevereiro de 2019 (cerca de 40 flares), foi escolhido um com classificação X2.1 observado em uma posição não muito distante do centro do disco, que ocorreu no dia 11 de março de 2015. Na Figura 4.6 é mostrada à esquerda uma imagem do Sol obtida com o instrumento AIA (*Atmospheric Imaging Assembly*), a bordo do SDO, no momento em que ocorreu esse flare e à direita se encontra uma imagem no visível obtida com o instrumento HMI do dia em que se observou o flare, mostrando a presença de uma mancha solar na região ativa NOAA 12297, onde o flare foi observado.

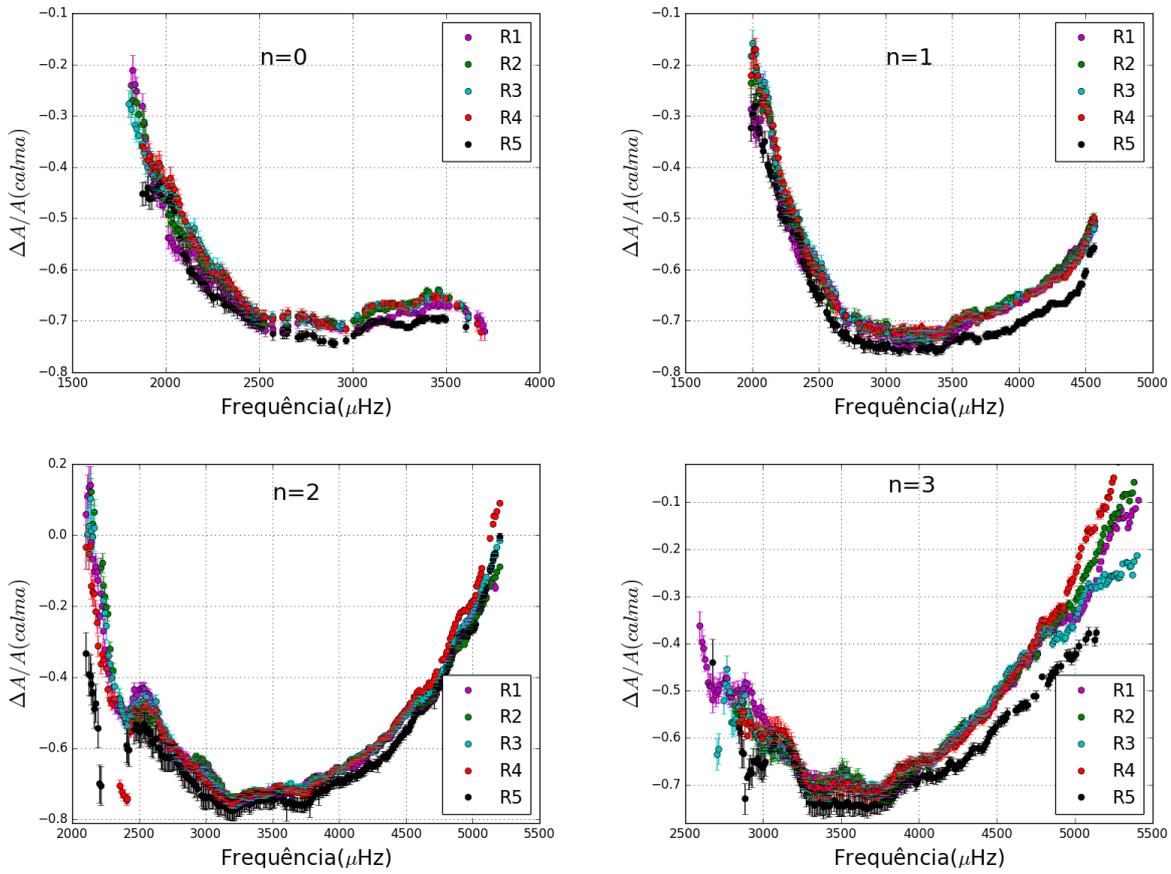


Figura 4.5 – Amplitude relativa dos modos para  $n=0-3$  levando em consideração os efeitos de linha de visada de cada região.

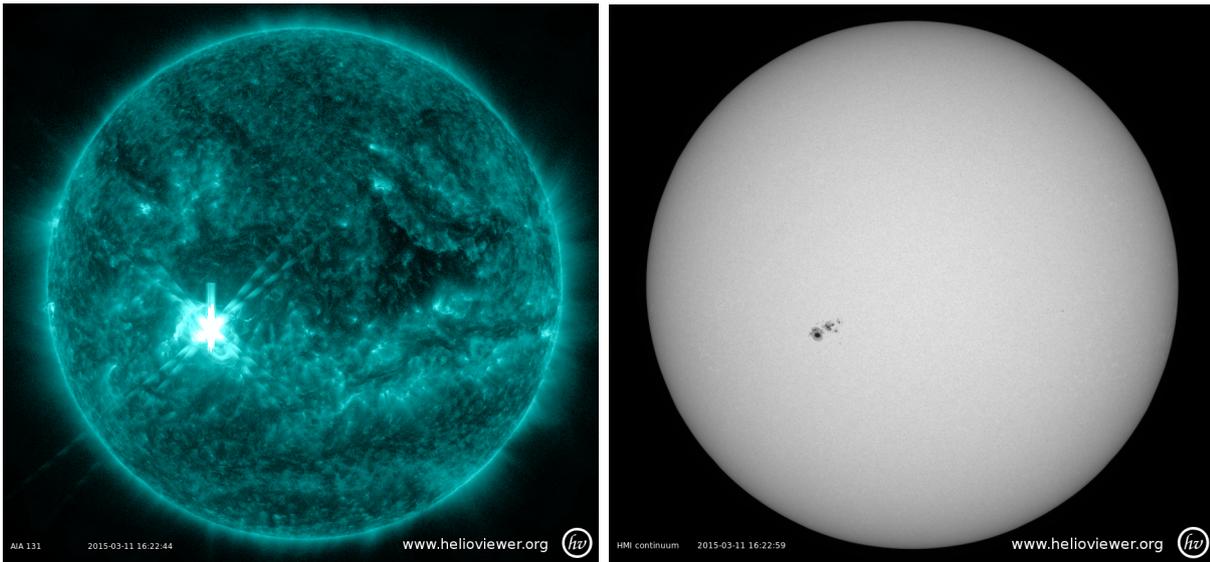


Figura 4.6 – Imagens obtidas em 11/03/2015. À esquerda: imagem obtida com o instrumento AIA/SDO em 131 Å. À direita: imagem no visível obtida com o instrumento HMI/SDO, mostrando a presença de uma mancha solar na região ativa NOAA 12297, onde o flare foi observado. Crédito: <https://helioviewer.org>.

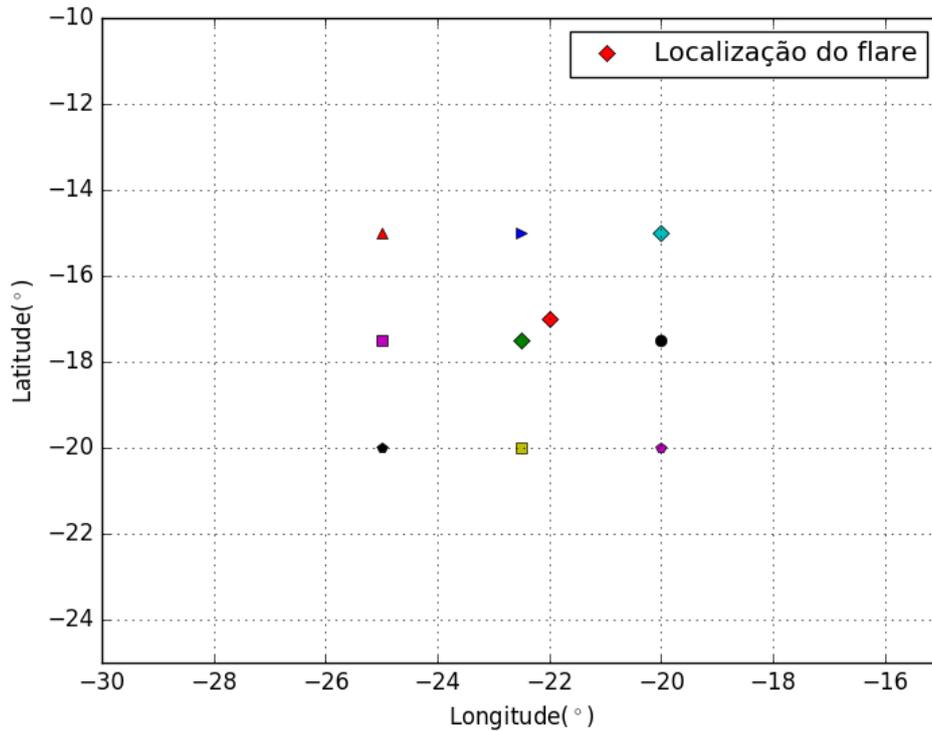


Figura 4.7 – Diagrama esquemático mostrando a localização dos centros das regiões analisadas e a localização do flare no disco solar. Cada símbolo de uma determinada cor (com exceção do losango em vermelho que representa a localização do flare) representa uma região analisada.

Para este estudo foram utilizados os parâmetros dos modos acústicos obtidos pela técnica de diagrama de anéis e fornecidos pela pipeline do HMI correspondentes a regiões de  $5^\circ$  (Seção 2.2.4). Foram consideradas 9 regiões próximas de onde o flare foi observado que possuem distâncias do meridiano central variando de  $-25^\circ$  a  $-20^\circ$  e para cada distância as latitudes variam de  $-20^\circ$  a  $-15^\circ$ . A Figura 4.7 mostra esquematicamente a localização dos centros das regiões analisadas e a localização do flare, que foi observado na latitude de  $-17^\circ$  e distância do meridiano central igual a  $-22^\circ$  segundo o HEK (Heliophysics Events Knowledgebase)<sup>1</sup>. Para uma região de  $5^\circ$  os anéis já são ajustados a cada  $2.5^\circ$ , de modo que tanto latitude quanto longitude estão igualmente espaçadas de  $2.5^\circ$ . Para cada região foi utilizada como referência uma região calma correspondente (com  $\text{MAI} < 5$  G) na mesma posição do disco para eliminar os efeitos de projeção que variam com a linha de visada.

Foram analisadas as amplitudes dos modos de oscilação observados nessas 9 regiões em três intervalos temporais diferentes: antes, durante, e logo após o flare ocorrer. Como o campo magnético é uma fator muito importante que deve ser levado em consideração na busca de uma possível influência dos flares, são mostrados na Tabela 4.1 os valores dos MAI's de cada região nos três intervalos temporais considerados. O asterisco na região

<sup>1</sup> [www.lmsal.com/isolsearch](http://www.lmsal.com/isolsearch)

Tabela 4.1 – Localização e valores dos MAI's de cada região

Região	Localização		MAI (G)		
	Distância do meridiano central(°)	Latitude(°)	Antes	Durante	Depois
1	-25	-15	11	52	17
2	-25	-17.5	7	158	11
3	-25	-20	5	62	10
4	-22.5	-15	20	178	14
5*	-22.5	-17.5	14	311	24
6	-22.5	-20	12	179	21
7	-20	-15	18	244	61
8	-20	-17.5	16	340	198
9	-20	-20	29	93	71

número 5 na Tabela representa a região que está mais próxima de onde o flare foi observado, correspondendo à região central mostrada com um losango em cor verde na Figura 4.7.

As Figuras 4.8-4.10 (painéis superiores) mostram os resultados obtidos para a amplitude relativa dos modos com  $n = 0-3$  antes, durante e depois do flare ocorrer para as 9 regiões, onde cada uma delas é representada pelo mesmo símbolo e cor que o mostrado na Figura 4.7. São mostrados também os magnetogramas com a posição da mancha solar, indicada com uma seta em vermelho, antes (dia 08/03/2015), durante (dia 11/03/2015) e depois (dia 12/03/2015) do flare ocorrer (painéis inferiores). Os pontos em vermelho nos magnetogramas representam os centros de cada uma das 9 regiões de  $5^\circ$  utilizadas nessa análise. As amplitudes dos modos de oscilação em cada região foram obtidas com o ajuste *fitc* e a amplitude relativa de cada modo foi calculada pela expressão 3.1.

Observando os gráficos obtidos verifica-se que nas 3 situações, antes, durante e depois do flare, a amplitude relativa é negativa para a grande maioria dos modos de oscilação mostrados, principalmente para aqueles que possuem ordens radiais mais baixas, ou seja, a amplitude desses modos nas regiões onde são observados é menor do que nas regiões calmas correspondentes. Essa redução verificada na amplitude deve-se à influência dos campos magnéticos de cada região, conforme discutido no Capítulo 3. Além disso, também é possível observar nos gráficos mostrados que para os modos com frequências maiores do que aproximadamente  $4000-4500 \mu\text{Hz}$  as amplitudes relativas passam a ser positivas nos gráficos, em decorrência do *acoustic halo effect* mencionado anteriormente.

Durante o flare, o magnetograma no painel inferior da Figura 4.9 mostra que a mancha solar já se encontra mais próxima das regiões analisadas. Portanto, sob uma influência mais forte de campos magnéticos muito intensos (a Tabela 4.1 mostra que há regiões com MAI  $> 300$  G), verifica-se que a atenuação na amplitude dos modos passa a ser maior, o que explica porque as amplitudes relativas ficam mais negativas nos gráficos do painel superior da Figura 4.9. Esse é um fenômeno esperado, pois a influência dos campos magnéticos sobre a amplitude dos modos de oscilação cresce com o aumento da

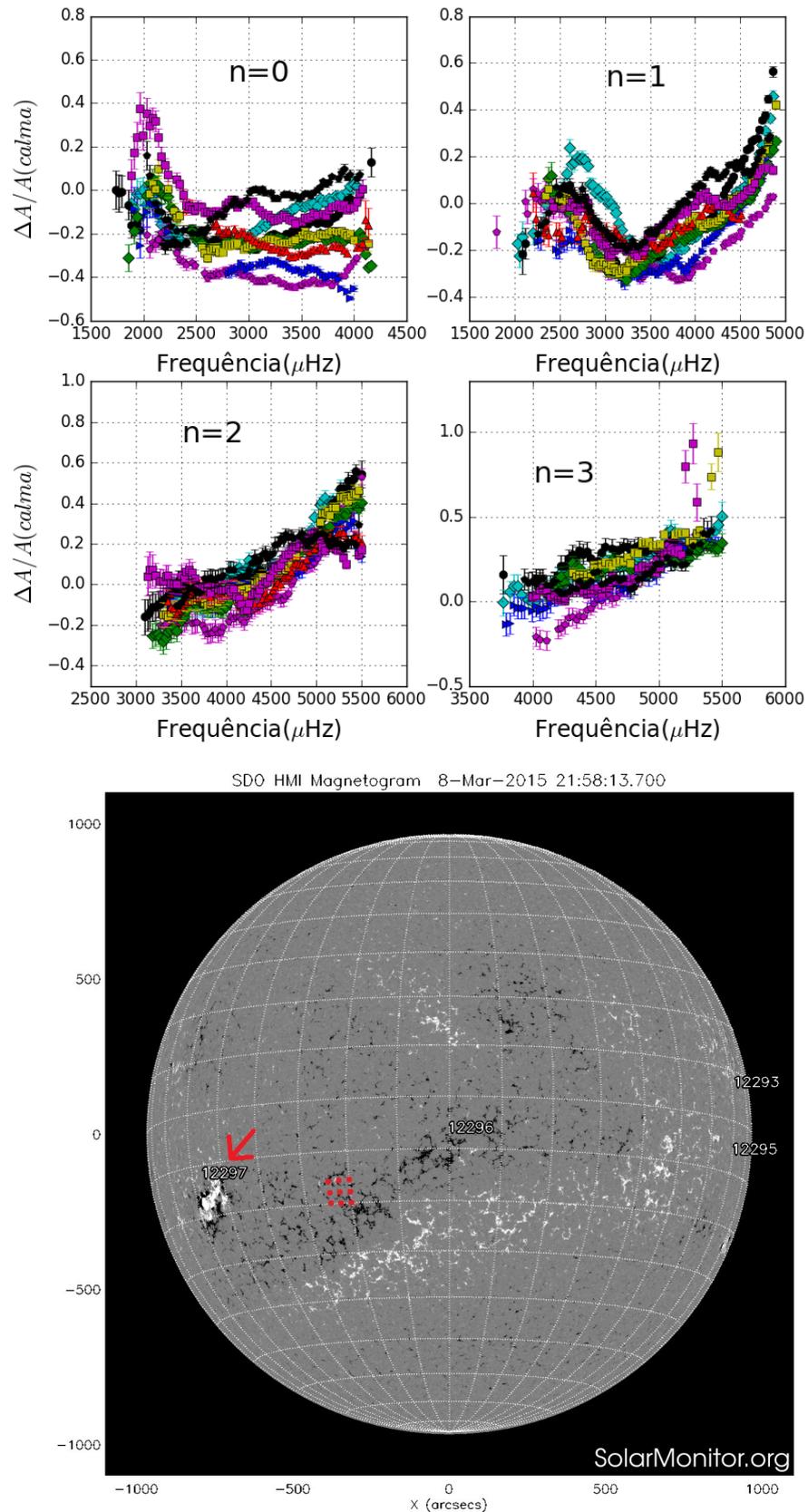


Figura 4.8 – Acima: amplitude relativa dos modos para as 9 regiões antes do flare ocorrer para  $n=0-3$ . Abaixo: magnetograma do dia 08/03/2015 (antes do flare). Crédito: Solar Physics Group, Trinity College Dublin e Dublin Institute for Advanced Studies.

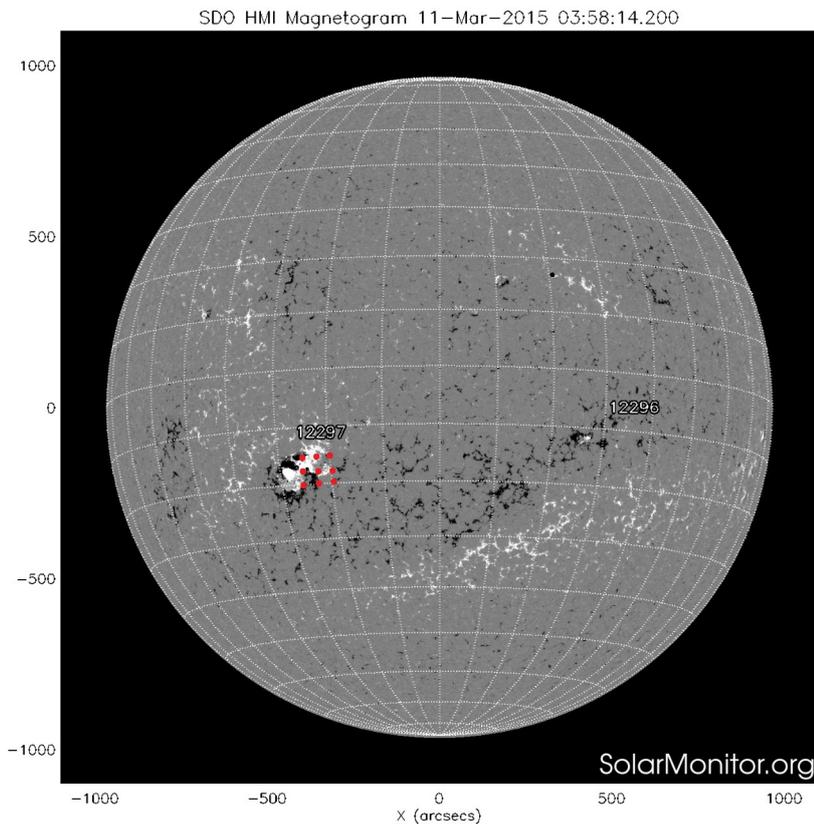
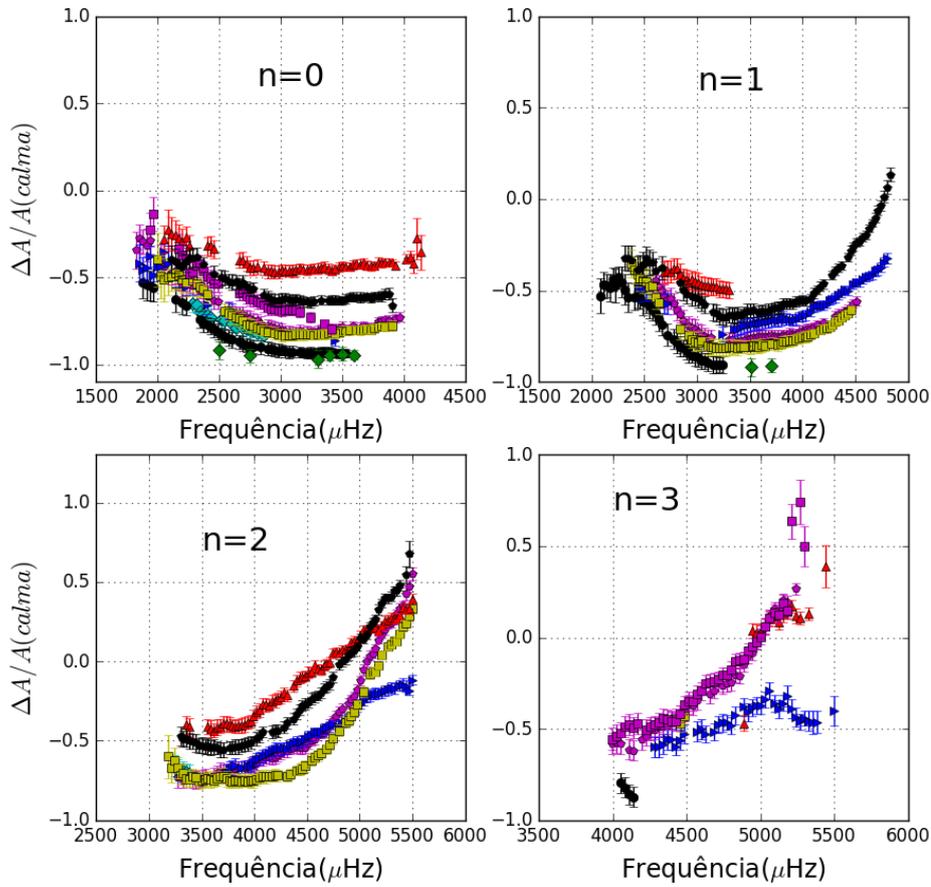


Figura 4.9 – Acima: amplitude relativa dos modos para as 9 regiões durante o flare para  $n=0-3$ . Abaixo: magnetograma do dia 11/03/2015 (durante o flare). Crédito: Solar Physics Group, Trinity College Dublin e Dublin Institute for Advanced Studies.

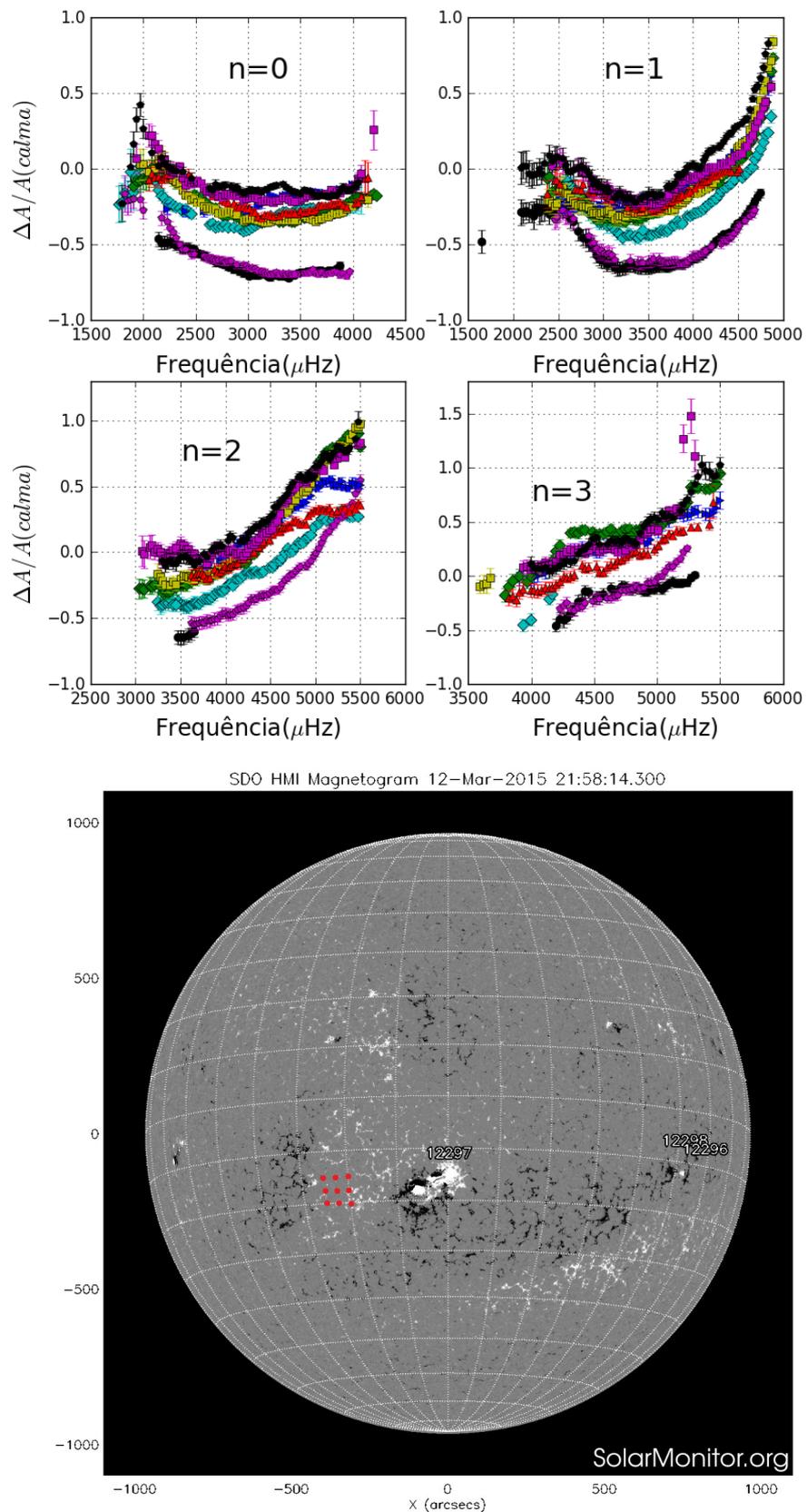


Figura 4.10 – Acima: amplitude relativa dos modos para as 9 regiões depois do flare ocorrer para  $n=0-3$ . Abaixo: magnetograma do dia 12/03/2015 (depois do flare). Crédito: Solar Physics Group, Trinity College Dublin e Dublin Institute for Advanced Studies.

sua intensidade.

Para a região que se encontra mais próxima de onde o flare foi observado (mostrada como losangos em cor verde), verifica-se nos gráficos das Figuras 4.8 e 4.10 (antes e depois do flare ocorrer) que os pontos correspondentes aos modos de oscilação nessa região se misturam bem com os demais. E durante o flare, os gráficos da Figura 4.9 mostram que o número de modos ajustados na região mais próxima de onde o flare foi observado foi muito pequeno, foram obtidos somente alguns modos com  $n=0$  e  $n=1$ . No entanto, esses poucos pontos coincidem bem com os pontos da região vizinha (círculos pretos) e as amplitudes relativas para os modos nessas duas regiões durante o flare são as menores mostradas, como consequência do campo magnético alto presente em cada uma delas (MAI = 311 G e 340 G, respectivamente - Tabela 4.1). Dessa forma, não se observa nenhum efeito claro do flare sobre a amplitude dos modos de oscilação e ressalta-se a importância de se levar em consideração o MAI de cada região analisada.

## 5 Estudo estatístico da influência dos flares

Na análise de dois eventos individuais (Capítulo 4) não foi possível encontrar qualquer efeito na amplitude dos modos associado aos respectivos flares. Dada a complexidade do problema, devido ao efeito da variação do campo magnético na amplitude dos modos, optou-se fazer um estudo estatístico em vez de analisar caso a caso. Serão analisadas e comparadas as amplitudes dos modos de oscilação observados em um conjunto de regiões com e sem flare. Dessa forma, poderemos buscar de uma maneira mais robusta uma possível assinatura dos flares sobre o comportamento dos modos.

Neste capítulo, serão analisados os flares que ocorreram durante um período de alta atividade do ciclo solar 24 (de junho de 2012 a agosto de 2016), ilustrado na Figura 5.1. Os flares foram obtidos do HEK usando a linguagem Python (Sunpy), onde foram selecionados os mais energéticos com fluxo máximo maior que  $1200 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e/ou cuja classe GOES seja igual a M ou X. Na base de dados, encontraram-se 2117 flares dentro desses critérios. Note que é possível que um flare esteja repetido por ter sido detectado por mais de um dos métodos de detecção automática mencionados na Seção 2.4.

Foram analisadas as amplitudes dos modos de oscilação obtidas usando a análise

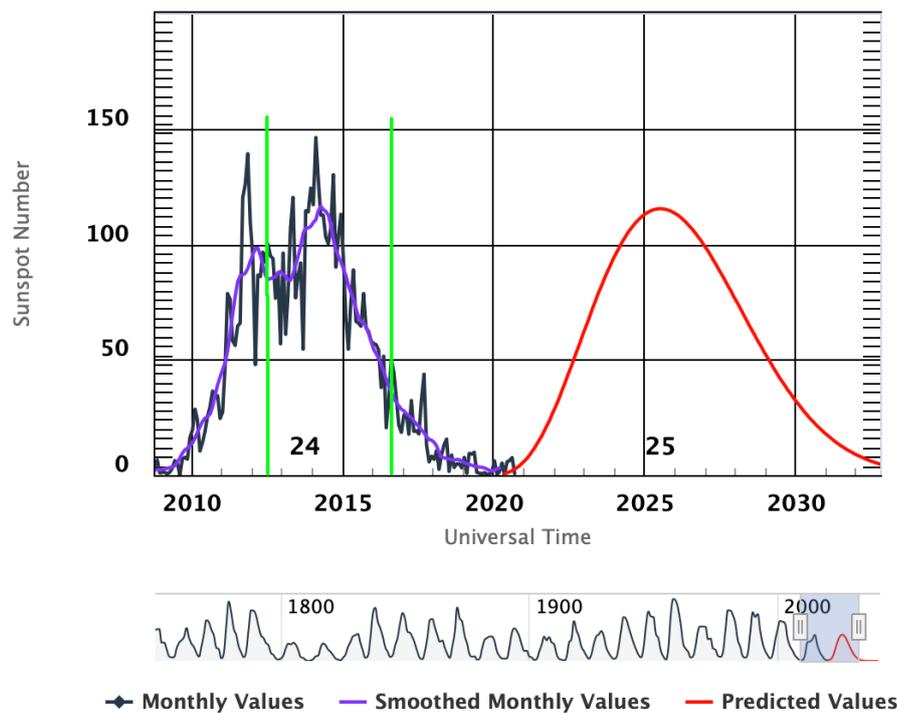


Figura 5.1 – Evolução do número de manchas solares ao longo do tempo. Delimitado em verde está o período analisado (junho de 2012 a agosto de 2016). Créditos: NOAA/SWPC.

de diagrama de anéis (ajuste *fitc*) aplicada a regiões de  $5^\circ$  dos Dopplergramas do HMI, como descrito na Seção 2.2.1. Para esta análise, foram incluídos apenas os cubos de dados onde o flare ocorreu dentro de 80% de seu raio e dentro dos 90% centrais de sua duração. Além deste conjunto de dados, foram selecionados os cubos de dados sem quaisquer flares detectados pelo HEK dentro de 1.5 vezes o seu raio e 1.2 vezes a sua duração. Restringimos nossa busca às regiões entre  $\pm 30^\circ$  em latitude e distância do meridiano central para evitar efeitos de projeção grandes. Também não foram consideradas regiões próximas ao equador solar (com latitude menores que  $5^\circ$ ) por ser uma região com pouca atividade magnética (Figura 1.19).

Foram encontradas 2007 regiões do HMI com flares mais energéticos segundo os critérios acima e quase 12 mil regiões sem nenhum flare. Devido à falta de recursos computacionais e ao tempo restrito para uma dissertação de mestrado, o número de regiões analisadas foi bastante reduzido, como será descrito a seguir.

A Figura 3.4 com a amplitude relativa em função do MAI foi reproduzida novamente, onde além das 179 regiões sem flare foram incluídas 222 regiões com flare (em roxo), mostrada na Figura 5.2. Observa-se na figura que os flares ocorrem em regiões com diferentes valores de MAI, inclusive para valores bem baixos. Além disso, os pontos sem flare e com flare se misturam de forma uniforme, ou seja, a influência dos flares nas amplitudes dos modos, caso exista, será pequena.

Como mencionado no Capítulo 3 (equação 3.1), para cada modo (um dado  $n$  e uma dada frequência) em uma região  $i$  com um certo valor de MAI, para corrigir a influência da posição de cada região no disco solar, calcula-se a amplitude relativa pela seguinte expressão:

$$\text{amplirel}_i(n, \nu, MAI) = \frac{\Delta A_i}{A(\text{calma})} = \frac{A_i(n, \nu, MAI) - A(\text{calma}, n, \nu)}{A(\text{calma}, n, \nu)} \quad (5.1)$$

onde de cada amplitude nas regiões analisadas foi subtraída a amplitude em uma região calma (com  $MAI < 1$  G) na mesma posição do disco.

Uma vez que o comportamento dos modos é afetado por campos magnéticos, é necessário levar isso em conta para poder observar (ou não) uma possível influência dos flares na amplitude dos modos. Dessa forma, será calculado a seguir um valor médio de amplitudes relativas considerando-se um número razoável de regiões com e sem flare que possuem valores semelhantes de campo magnético entre si. Foram considerados 3 intervalos de MAI diferentes ( $20 \pm 3$  G,  $70 \pm 3$  G e  $120 \pm 3$  G) e para cada um deles foram utilizadas 30 regiões com flare e 60 regiões sem flare. Para cada modo nessas regiões, foi calculada uma média dos seus valores de amplitude relativa:

$$\overline{\text{amplirel}}(n, \nu, MAI) = \frac{\sum_{i=1}^N \text{amplirel}_i}{N} \quad (5.2)$$

onde  $N$  é igual a 30 e 60 para regiões com e sem flare, respectivamente.

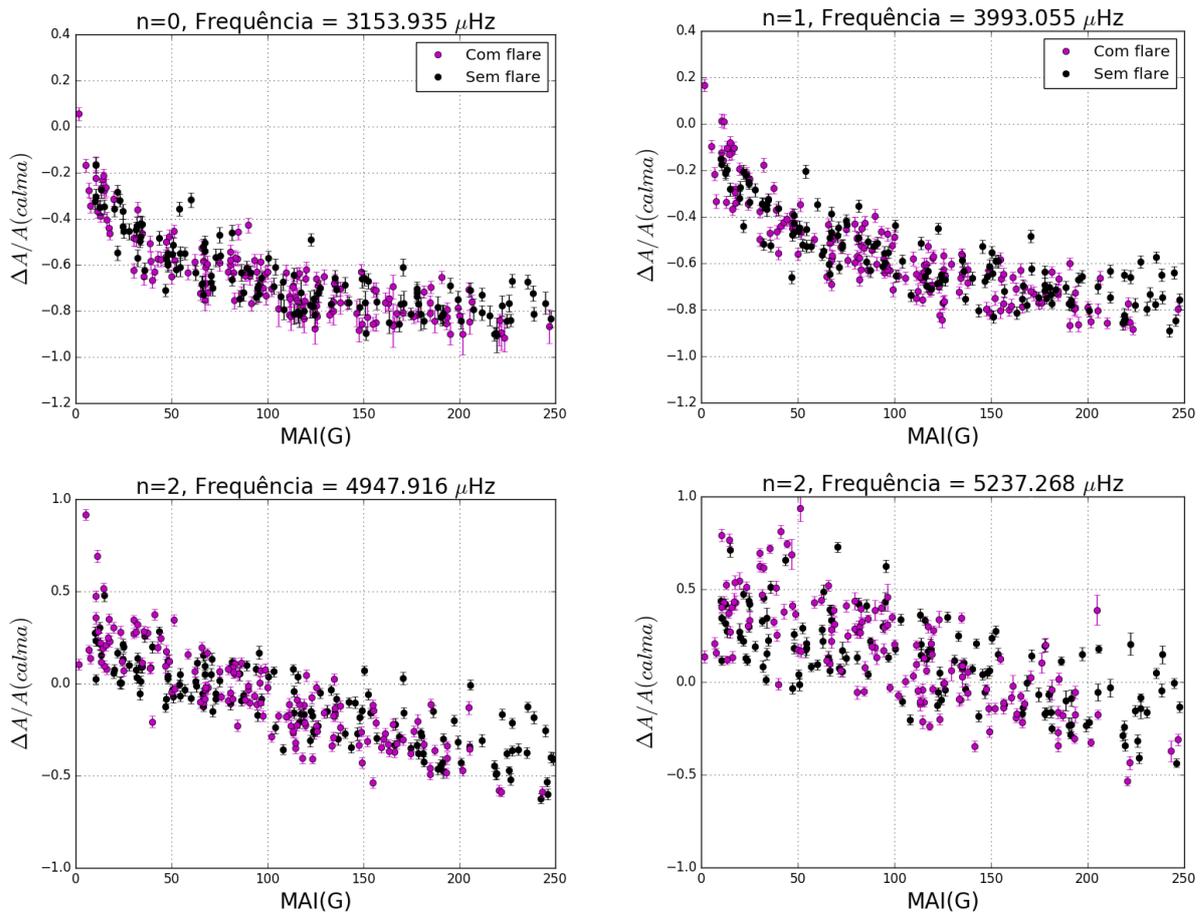


Figura 5.2 – Amplitude relativa em função do MAI de cada região para alguns modos. Regiões com flare estão mostradas em roxo e regiões sem flare em preto.

A seguir, calculou-se para cada modo a diferença entre as amplitudes relativas médias das regiões com flare e sem flare para cada intervalo de MAI:

$$delamplirel(n, \nu, MAI) = \overline{amplirel}(comflare) - \overline{amplirel}(semflare) \quad (5.3)$$

Os resultados são mostrados na coluna da esquerda da Figura 5.3. De acordo com os gráficos obtidos, verifica-se que para os 3 intervalos de MAI analisados a diferença entre as amplitudes relativas médias de regiões com e sem flare ( $delamplirel$ ) é negativa para todos os valores de frequências até aproximadamente 4500-5000  $\mu\text{Hz}$ , ou seja, para esses modos a amplitude relativa média em regiões com flare é menor do que a amplitude relativa média em regiões sem flare, não evidenciando assim nenhum efeito de aumento de amplitude que possa ser associado aos flares. Para frequências maiores, observa-se que a diferença entre as amplitudes relativas médias passa a ser positiva, em decorrência do *acoustic halo effect* mencionado no Capítulo 4.

Observa-se nos gráficos da Figura 5.3 que o efeito tanto de redução como de aumento (dependendo da frequência do modo) da amplitude é maior (em valor absoluto) para MAI = 20 G do que para os demais. Uma vez que estamos comparando regiões com e

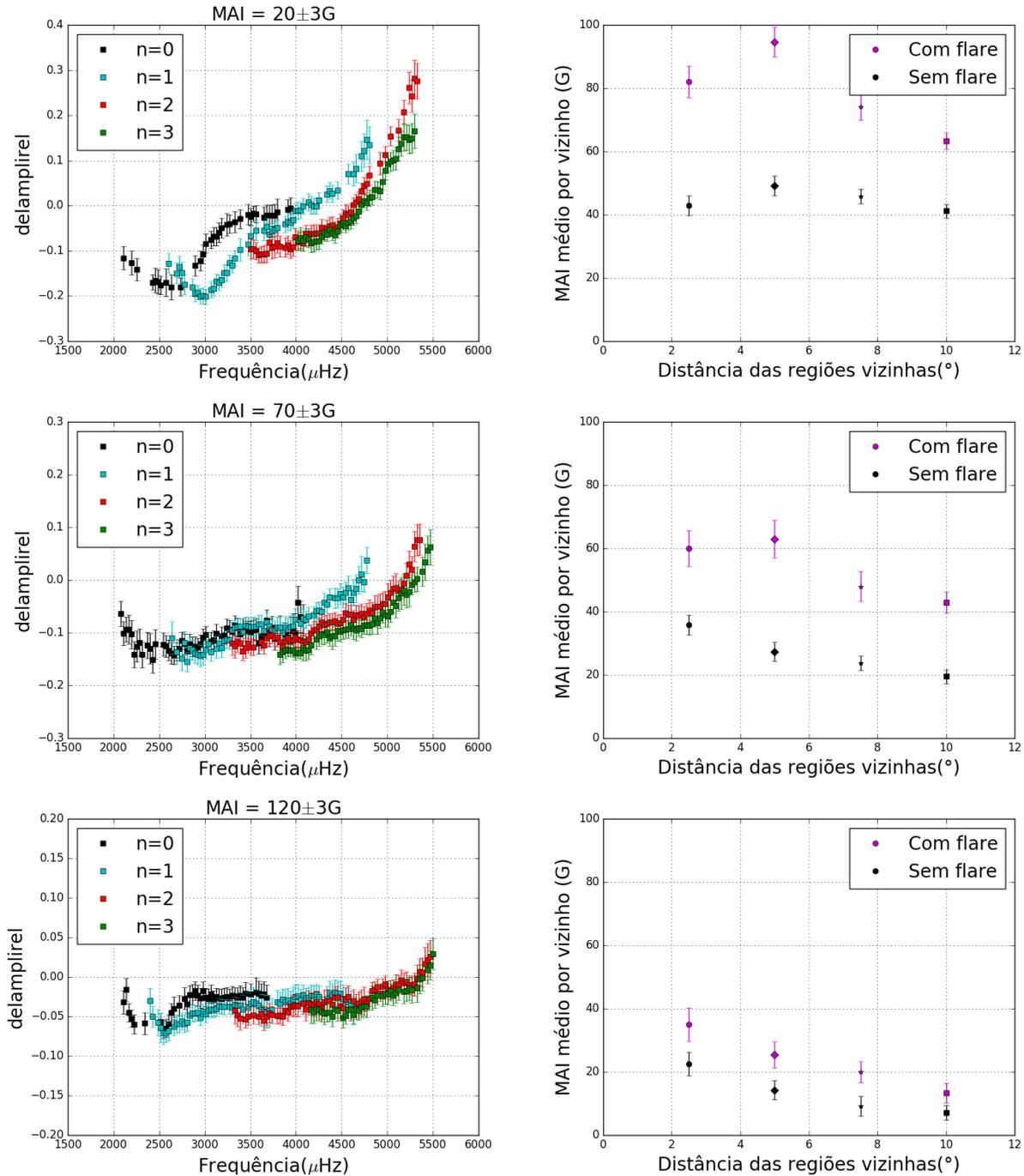


Figura 5.3 – À esquerda: diferença entre as amplitudes relativas médias de regiões com e sem flare para MAI 20 G (topo), 70 G (meio) e 120 G (abaixo). À direita: MAI médio de cada vizinho em função da distância para as regiões correspondentes dos gráficos à esquerda. As barras de erro nos gráficos da direita foram obtidas via desvio padrão da média.

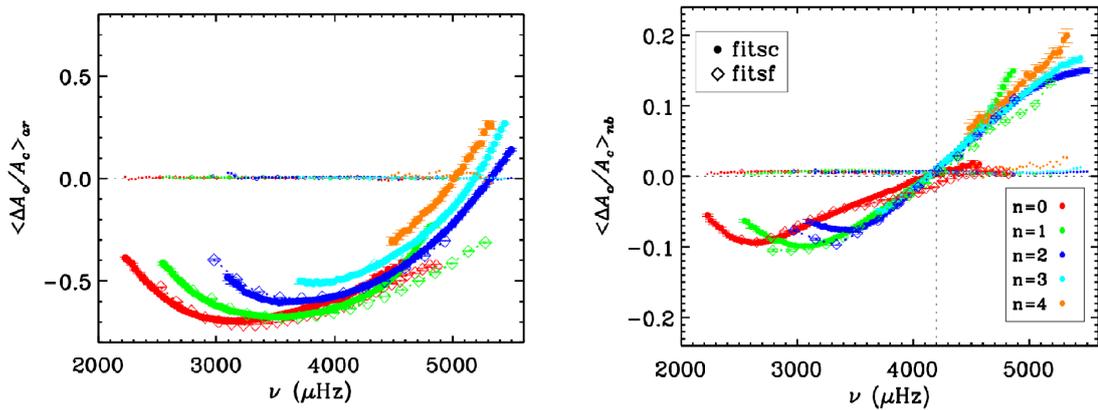


Figura 5.4 – À esquerda: amplitude relativa dos modos entre uma região ativa e uma região calma na mesma posição do disco. À direita: amplitude relativa dos modos para uma região calma próxima a uma região ativa com MAI  $> 100$  G. Crédito: Rabello Soares et al. (2016).

sem flare que possuem MAI's semelhantes, esperava-se não encontrar nenhuma variação ou encontrar uma amplificação devido a uma injeção de energia pelos flares sobre os modos de oscilação. Uma possível explicação para essa maior variação observada entre regiões com e sem flare com valores mais baixos de MAI pode ser devido aos fortes campos magnéticos que geralmente estão presentes ao redor de um flare. Rabello Soares et al. (2016) no intuito de quantificar a influência dos campos magnéticos nos parâmetros dos modos acústicos e fluxos em regiões ao redor de regiões ativas, analisaram as diferenças nos parâmetros em regiões magneticamente calmas próximas a uma região ativa, em comparação com aqueles de regiões tranquilas nas mesmas localizações do disco para as quais não há regiões vizinhas ativas. Os resultados mostram variações de até 20% na amplitude dos modos em uma região calma devido à influência de uma região ativa (com MAI  $> 100$  G) próxima (Figura 5.4 à direita). O painel à esquerda mostra uma variação bem maior da amplitude dos modos entre uma região ativa em relação a uma calma (na mesma posição do disco solar), como comparação.

Comparando os resultados de Rabello Soares et al. (2016) (painel à direita da Figura 5.4) com os resultados da Figura 5.3, principalmente para MAI = 20 G, observa-se uma semelhança. Como os flares são originados através da reconexão magnética, é de se esperar que existam campos magnéticos fortes na região ou em seus arredores. Conseqüentemente, essas regiões vizinhas contribuem para atenuar mais os modos com frequências até  $\approx 4200 \mu\text{Hz}$  e amplificam os modos com frequências maiores. Para verificar essa hipótese, foi feita uma busca das regiões vizinhas às regiões analisadas, onde foram considerados os 4 vizinhos mais próximos para cada uma de 4 distâncias consideradas:  $2.5^\circ$ ,  $5.0^\circ$ ,  $7.5^\circ$  e  $10.0^\circ$ , ilustrado esquematicamente na Figura 5.5 para uma região arbitrária.

Considerando-se, separadamente, todas as 30 regiões com flare e 60 regiões sem flare analisadas, foi feita uma média dos MAI's de todas as 4 regiões vizinhas situadas à

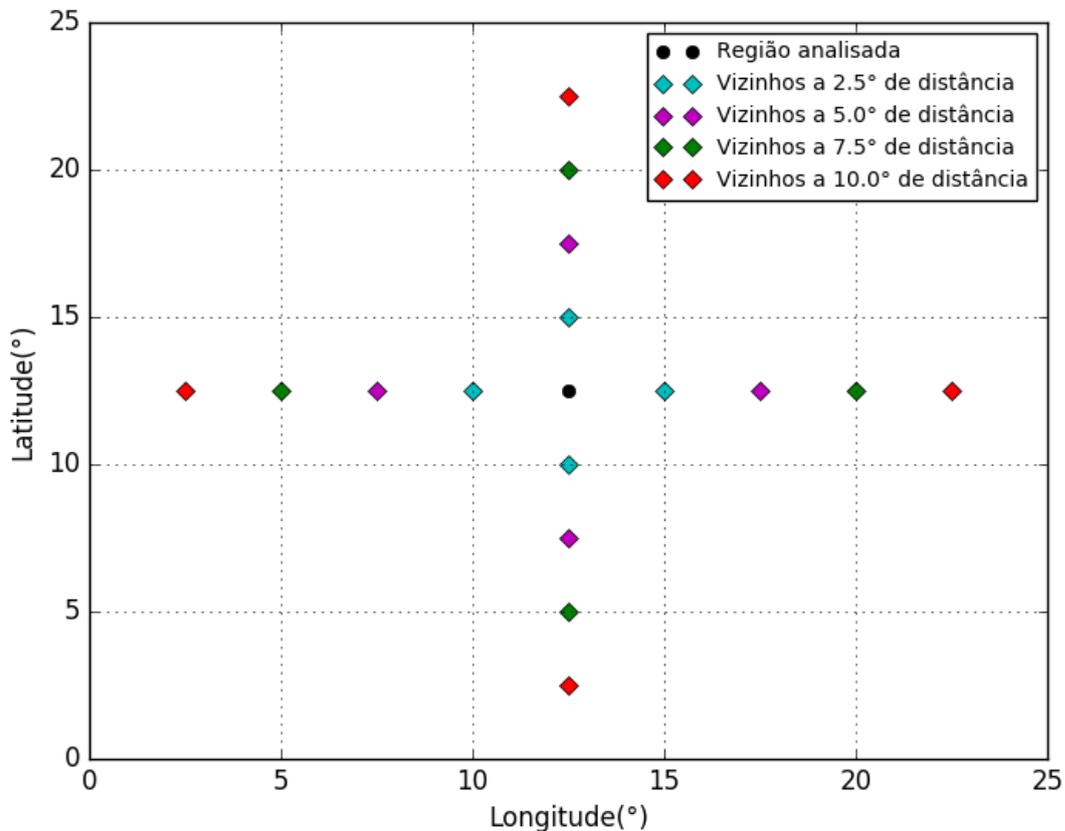


Figura 5.5 – Representação esquemática dos vizinhos mais próximos situados à 2.5°, 5.0°, 7.5° e 10.0° de distância de cada região analisada.

uma mesma distância ( $30 \times 4 = 120$  vizinhos para cada distância no caso das regiões com flare e  $60 \times 4 = 240$  vizinhos para cada distância no caso das regiões sem flare). O resultado mostrando o MAI médio de cada vizinho em função da distância que ele se encontra até cada região com e sem flare analisada é mostrado na coluna da direita na Figura 5.3 para os 3 intervalos de MAI considerados neste estudo.

Observando-se os gráficos obtidos verifica-se que para todos eles o MAI médio das regiões vizinhas às regiões com flare (em roxo nos gráficos) é sempre maior do que o MAI médio das regiões vizinhas às regiões sem flare (em preto nos gráficos), ou seja, quando existem flares a vizinhança dessas regiões é mais ativa do que quando não tem. Esse é um resultado esperado, pois os flares são originados a partir do fenômeno da reconexão magnética; dessa forma, eles geralmente ocorrem próximos a regiões que possuem valores altos de campo magnético. Além disso, o MAI médio de cada vizinho foi maior para as regiões com MAI = 20 G e 70 G, o que explica porque nos gráficos da esquerda da Figura 5.3 existe uma variação muito maior entre regiões com e sem flare do que para as regiões com MAI = 120 G. Quanto menor for o MAI das regiões com flare, maior será o campo magnético em seus arredores (coluna da direita da Figura 5.3) e maior será a diferença

entre as amplitudes relativas médias.

Conclui-se que, se houver um efeito dos flares na excitação dos modos acústicos, este deverá resultar em uma variação na amplitude dos modos menor que 20%. É necessário ter em conta o efeito das regiões ativas vizinhas na amplitude dos modos se quisermos buscar por variações menores.



## 6 Conclusões

Neste trabalho tivemos como objetivo procurar por uma possível assinatura dos flares no comportamento dos modos de oscilação solares. As amplitudes dos modos de oscilação foram obtidas através da técnica de análise de diagrama de anéis, feita pela pipeline do instrumento HMI, para regiões de  $5^\circ$  e  $16^\circ$  no disco solar usando dados do HMI e do MDI. Primeiramente, foram analisados dois fatores que influenciam a amplitude dos modos, sendo eles a influência da posição em que cada região é observada no disco solar e a influência dos campos magnéticos de cada região. Demonstramos que ambos os fatores podem gerar variações grandes nas amplitudes dos modos de oscilação e não podem ser desprezados na análise.

Após isso, foi analisado um dos flares mais energéticos já registrados nas últimas décadas, o chamado flare de *Halloween*, usando as mesmas regiões que em Maurya et al. (2009). Para essa análise foram utilizados os dados do instrumento MDI para regiões de  $16^\circ$  na superfície do Sol. Nos resultados obtidos por Maurya et al. (2009), a amplitude relativa foi feita dividindo-se as amplitudes dos modos nas regiões R2-5 pela amplitude dos modos na região R1, que estava em localização distinta das demais regiões no disco solar, ou seja, não foi levado em consideração o efeito da linha visada de cada região. Reproduzindo a análise de Maurya et al. (2009), mas calculando a amplitude relativa utilizando 5 regiões calmas (com  $\text{MAI} \leq 12$  G) exatamente na mesma posição do disco de cada uma das regiões R1-5, respectivamente, foram encontrados resultados bem diferentes. Os resultados obtidos quando se corrige o efeito da linha visada de cada região mostram que as amplitudes relativas para as 5 regiões analisadas não variam muito entre si, ao contrário dos resultados obtidos por Maurya et al. (2009). Dessa forma, não foi encontrado nenhum efeito de aumento de amplitude nos modos de oscilação devido ao flare.

Em seguida, foi escolhido um flare de classe X observado pelo instrumento HMI, sucessor do MDI, para analisar as amplitudes dos modos em 3 intervalos temporais distintos (antes, durante e depois do flare ocorrer) utilizando regiões de  $5^\circ$  no disco solar. No estudo desse flare, os gráficos da amplitude relativa dos modos em função da frequência mostraram valores negativos para a maior parte dos valores de frequência até aproximadamente 4000-4500  $\mu\text{Hz}$ . Acima desses valores as amplitudes relativas passaram a ser positivas nos gráficos nas 3 situações, antes, durante e depois do flare ocorrer, devido ao fenômeno do *acoustic halo*. Ambos os efeitos de redução e aumento da amplitude para frequências mais altas, conforme discutido no Capítulo 4, se devem à influência dos campos magnéticos de cada região. Na análise desse evento, portanto, não foi possível constatar nenhum efeito claro na amplitude dos modos de oscilação devido ao flare. Na situação durante o flare, a propósito, foi possível perceber uma atenuação ainda maior na amplitude dos modos, devido ao

aumento da proximidade entre a mancha solar e as regiões analisadas e, conseqüentemente, ao aumento significativo da intensidade dos campos magnéticos dessas regiões.

E por fim, foi feito um estudo estatístico da variação da amplitude dos modos comparando-se 30 regiões onde houve flares e 60 regiões sem flare, em 3 intervalos de MAI diferentes. Para essa análise foram utilizados dados do instrumento HMI para regiões de  $5^\circ$  na superfície do Sol e foram considerados os flares de classes M e X que ocorreram de junho de 2012 a agosto de 2016, durante o ciclo solar 24, utilizando a base de dados do HEK. Na análise estatística, fazendo-se a diferença modo a modo entre as amplitudes relativas médias de regiões com flare e sem flare (*delamplirel*), verificou-se que para os 3 intervalos de MAI analisados essa diferença é negativa para todos os valores de frequências até aproximadamente  $4500\text{-}5000 \mu\text{Hz}$  e para frequências mais altas passa a ser positiva devido ao efeito do *acoustic halo*, não sendo possível também constatar que os flares aumentam a amplitude dos modos. Além disso, para os 3 intervalos de MAI observou-se que a diferença entre as amplitudes relativas médias de regiões com e sem flare se mostrou maior quanto menor o MAI da região analisada. Esse efeito constatou-se ser devido à influência de campos magnéticos intensos de regiões vizinhas próximas, principalmente para as regiões com MAI baixo, pois os flares nessas regiões geralmente ocorrem próximos a campos magnéticos mais fortes presentes na vizinhança que também contribuem para reduzir a amplitude dos modos.

Apesar de todas as análises realizadas não conseguimos, portanto, identificar qualquer efeito de aumento na amplitude dos modos de oscilação devido aos flares solares. A amplitude é sensível a alguns fatores, dois deles discutidos e demonstrados nesta dissertação. A presença dos campos magnéticos mostrou-se ser um dos fatores mais complicadores em se conseguir encontrar a assinatura dos flares sobre o comportamento dos modos de oscilação, pois uma pequena variação do MAI de uma dada região ou de uma região vizinha a ela causa uma variação na amplitude dos modos que pode mascarar o efeito do flare e tornar o comportamento da amplitude dos modos mais complexo de interpretar.

Este trabalho de dissertação foi o ponto de partida de um mais aprofundado, enviado recentemente para publicação (Rabello Soares, Baudin & Teixeira, MNRAS). A partir dos resultados iniciais da Figura 5.3, a análise foi refeita para outros intervalos de MAI e utilizando-se um número bem maior de regiões. Foram obtidos resultados bastante parecidos aos da Figura 5.3, validando assim o número de regiões usadas nesta dissertação. Nesse trabalho posterior, foi levado em conta a influência das regiões ativas vizinhas e não foi encontrada uma variação média na amplitude dos modos maior que 10%. Concluímos que, se houver uma mudança nas amplitudes dos modos devido à grande energia liberada durante um flare, a mudança será pequena, confirmando os resultados aqui encontrados.

# Referências

- Aerts, C., Christensen-Dalsgaard, J., & Kurtz, D. W. 2010, *Asteroseismology* Citado 2 vezes nas páginas 13 e 19.
- Aschwanden, M. J., Tarbell, T. D., Nightingale, R. W., et al. 2000, *The Astrophysical Journal*, 535, 1047 Citado na página 28.
- Basu, S. & Antia, H. M. 1999, *The Astrophysical Journal*, 525, 517 Citado na página 44.
- Bogart, R. 2021, Private Communication Citado na página 43.
- Bogart, R., Baldner, C., Basu, S., Haber, D., & Rabello Soares, M. C. 2011, *Journal of Physics: Conference Series*, 271, 012008 Citado 2 vezes nas páginas 42 e 46.
- Braun, D. C., Duvall, T. L., J., & Labonte, B. J. 1987, *The Astrophysical Journal Letters*, 319, L27 Citado na página 35.
- Chamberlin, P., Woods, T., Eparvier, F., & Jones, A. 2009, *Solar Physics and Space Weather Instrumentation III*, 7438 Citado na página 27.
- Christensen-Dalsgaard, J. 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 1073 Citado 4 vezes nas páginas 12, 14, 21 e 24.
- Deubner, F. L. 1975, *Astronomy and Astrophysics*, 44, 371 Citado na página 11.
- Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995, *The SOHO Mission: An Overview*, ed. B. Fleck, V. Domingo, & A. Poland (Dordrecht: Springer Netherlands), 1–37 Citado 2 vezes nas páginas 39 e 41.
- Fundamenski, W., Naulin, V., Neukirch, T., Garcia, O. E., & Rasmussen, J. 2007, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 49, R43 Citado na página 30.
- García, R. A. & Ballot, J. 2019, *Living Reviews in Solar Physics*, 16 Citado na página 19.
- Gizon, L., Birch, A., & Spruit, H. 2010a, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48 Citado na página 40.
- Gizon, L., Birch, A. C., & Spruit, H. C. 2010b, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48, 289–338 Citado na página 26.
- Greer, B. J. 2015, PhD thesis, University of Colorado at Boulder Citado 3 vezes nas páginas 25, 42 e 43.

- Haber, D. A., Hindman, B. W., Toomre, J., et al. 2002, *The Astrophysical Journal*, 570, 855 Citado na página 45.
- Hill, F. 1988, *The Astrophysical Journal*, 333, 996 Citado na página 40.
- Hindman, B. & Brown, M. 2009, *The Astrophysical Journal*, 504, 1029 Citado na página 53.
- Hoeksema, J. T., Liu, Y., Hayashi, K., et al. 2014, *Solar Physics*, 289, 3483–3530 Citado na página 38.
- Hurlburt, N., Cheung, M., Schrijver, C., et al. 2010, *Solar Physics*, 275, 67–78 Citado na página 46.
- Jacoutot, L., Kosovichev, A., Wray, A., & Mansour, N. 2009, 416, 67 Citado na página 53.
- Janvier, M. 2017, *Journal of Plasma Physics*, 83 Citado na página 28.
- Karoff, C. & Kjeldsen, H. 2008, *The Astrophysical Journal*, 678, L73–L76 Citado na página 32.
- Khomenko, E. & Collados, M. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 506, L5 Citado na página 53.
- Khomenko, E. & Collados, M. 2015, *Living Reviews in Solar Physics*, 12 Citado na página 52.
- Komm, R. W., Howe, R., & Hill, F. 2000, *The Astrophysical Journal*, 531, 1094 Citado na página 58.
- Kosovichev, A. G. 2009, *AIP Conference Proceedings*, 1170, 547 Citado 2 vezes nas páginas 22 e 23.
- Kosovichev, A. G. 2011a, *Advances in Global and Local Helioseismology: An Introductory Review*, ed. J.-P. Rozelot & C. Neiner (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg), 3–84 Citado 3 vezes nas páginas 11, 12 e 13.
- Kosovichev, A. G. 2011b, *The Astrophysical Journal*, 734, L15 Citado na página 33.
- Kosovichev, A. G. 2015, *Sunquakes: Helioseismic response to solar flares*, ed. V. C. H. Tong & R. A. García (Cambridge University Press), 306–322 Citado na página 33.
- Kosovichev, A. G. & Zharkova, V. V. 1998, *Nature*, 393, 317 Citado na página 32.
- Kucuk, A., Banda, J., & Angryk, R. 2017, *Scientific Data*, 4, 170096 Citado na página 47.

- Kumar, B., Mathur, S., García, R. A., & Jiménez, A. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 471, 4677 Citado na página 32.
- Kumar, B., Mathur, S., García, R., & Venkatakrisnan, P. 2010, *The Astrophysical Journal Letters*, 711 Citado na página 32.
- Leibacher, J. & Stein, R. 1971, *The Astrophysical Journal Letters*, 7, 191 Citado na página 11.
- Leighton, R. B., Noyes, R. W., & Simon, G. W. 1962, *The Astrophysical Journal*, 135, 474 Citado na página 11.
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *Solar Physics*, 275, 17 Citado na página 47.
- Lindsey, C., Buitrago-Casas, J. C., Oliveros, J. C. M., et al. 2020, *The Astrophysical Journal*, 901, L9 Citado na página 33.
- Liu, W., Petrosian, V., Dennis, B. R., & Jiang, Y. W. 2008, *The Astrophysical Journal*, 676, 704–716 Citado na página 29.
- Liu, Y., Hoeksema, J. T., Scherrer, P. H., et al. 2012, *Solar Physics*, 279, 295 Citado na página 39.
- Mauro, M. P. D. 2012, *Helioseismology: a fantastic tool to probe the interior of the Sun* Citado 7 vezes nas páginas 14, 15, 16, 17, 19, 21 e 24.
- Maurya, R. A., Ambastha, A., & Tripathy, S. C. 2009, *The Astrophysical Journal*, 706, L235 Citado 8 vezes nas páginas 5, 7, 36, 55, 56, 57, 58 e 75.
- Mosser, B. 2015, *EAS Publications Series*, 73-74, 3–110 Citado na página 24.
- Nigam, R. & Kosovichev, A. G. 1998, *The Astrophysical Journal*, 505, L51 Citado na página 44.
- Patron, J., Hernandez, I. G., Chou, D.-Y., et al. 1997, *The Astrophysical Journal*, 485, 869 Citado 2 vezes nas páginas 42 e 44.
- Patron, J., Hill, F., Rhodes, E. J., Jr., Korzennik, S. G., & Cacciani, A. 1995, *The Astrophysical Journal*, 455, 746 Citado na página 23.
- Rabello Soares, M. C., Bogart, R., & Scherrer, P. 2016, *The Astrophysical Journal*, 827 Citado 2 vezes nas páginas 36 e 71.
- Richardson, M., Hill, F., & Stassun, K. 2012, *Solar Physics*, 281 Citado na página 32.

- Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., et al. 1995, *Solar Physics*, 162, 129 Citado na página 39.
- Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., et al. 2012, *Solar Physics*, 275, 207 Citado 3 vezes nas páginas 37, 38 e 40.
- Schou, J., Antia, H. M., Basu, S., et al. 1998, *The Astrophysical Journal*, 505, 390 Citado na página 24.
- Schou, J. & Bogart, R. S. 1998, *The Astrophysical Journal*, 504, L131 Citado na página 45.
- Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., et al. 2012, *Solar Physics*, 275, 229 Citado 3 vezes nas páginas 37, 38 e 39.
- Shibata, K. 2015, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 11, 3 Citado 3 vezes nas páginas 26, 27 e 28.
- Shibata, K. & Magara, T. 2011, *Living Reviews in Solar Physics*, 8, 6 Citado 2 vezes nas páginas 30 e 31.
- Tritschler, A. 2009, *Structure and Dynamics of Sunspots* Citado na página 34.
- Ulrich, R. K. 1970, *The Astrophysical Journal*, 162, 993 Citado na página 11.
- Wolff, C. L. 1972, *The Astrophysical Journal*, 176, 833 Citado 2 vezes nas páginas 11 e 32.