

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE PONTA GROSSA
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS
ÁREA DE CONCENTRAÇÃO EM FÍSICA

LEANDRO CESAR MEHRET

ESTUDO DOS MODOS P NO LIMBO SOLAR

PONTA GROSSA
2015

LEANDRO CESAR MEHRET

ESTUDO DOS MODOS P NO LIMBO SOLAR

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Ciências - Área de concentração em Física, da Universidade Estadual de Ponta Grossa, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Emilio

PONTA GROSSA
2015

Ficha Catalográfica
Elaborada pelo Setor de Tratamento da Informação BICEN/UEPG

Mehret, Leandro Cesar
M498 Estudo dos modos P no limbo solar/
Leandro Cesar Mehret. Ponta Grossa, 2015.
77f.

Dissertação (Mestrado em Ciências -
Área de Concentração: Física),
Universidade Estadual de Ponta Grossa.
Orientador: Prof. Dr. Marcelo Emilio.

1.Heliosismologia. 2.Modos p.
3.Filtrogramas. 4.HMI. I.Emilio, Marcelo.
II. Universidade Estadual de Ponta Grossa.
Mestrado em Ciências. III. T.

CDD: 523.7

TERMO DE APROVAÇÃO

LEANDRO CÉSAR MEHRET

“ESTUDO DOS MODOS P NO LIMBO SOLAR”

Dissertação aprovada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre no Programa de Pós-Graduação em Ciências - Física da Universidade Estadual de Ponta Grossa, pela seguinte banca examinadora.



Prof. Dr. Marcelo Emílio
Departamento de Geociências - UEPG/PR



Profª. Dra. Maria Cristina Rabello Soares
Departamento de Física– UFMG/MG



Prof. Dr. Sérgio da Costa Saab
Departamento de Física– UEPG/PR

Ponta Grossa, 24 de março de 2015.

Este trabalho é dedicado à minha avó, Maria Zita
Pereira Lelis (27/04/1939 – 12/01/2015).

AGRADECIMENTOS

A todos que contribuíram direta ou indiretamente para a realização deste trabalho, em especial ao orientador Marcelo Emílio, aos professores e funcionários do Programa de Pós-Graduação em Ciências da UEPG, aos funcionários do Observatório Astronômico, à CAPES pelo auxílio financeiro, e aos pesquisadores Laerte Andrade (Pós-Doutorado – UEPG), Maria Cristina Rabello Soares (UFMG) e Ian Cunyningham (*Institute for Astronomy - University of Hawaii*) pelas importantes contribuições ao presente estudo.

RESUMO

A Heliosismologia tem por objetivo o estudo das oscilações observadas na superfície do Sol. Estas oscilações são ondas acústicas estacionárias chamadas modos p, que penetram no interior solar e trazem informações sobre a estrutura interna. Por causa da sua pequena amplitude, essas oscilações podem ser tratadas com pequenas perturbações em um modelo em equilíbrio hidrostático. As ondas acústicas podem ser representadas por meio de harmônicos esféricos, caracterizados pelo grau l , ordem m e ordem n (nós na direção radial). Os modos p são ondas cuja força restauradora é a pressão, enquanto os modos g são ondas cuja força restauradora é a gravidade. Os dados analisados neste trabalho foram obtidos a partir do *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) que integra a missão SDO (*Solar Dynamics Observatory*). Filtrogramas são filtros de banda de comprimento de onda bem estreito próximos de uma determinada linha de absorção do Sol. A partir dos filtrogramas obtidos pelo HMI, um pipeline de processamento de dados gera os vetores α e β , que descrevem o brilho e o deslocamento em função do ângulo central em torno do limbo, respectivamente. Através de um programa computacional desenvolvido em linguagem IDL (*Interactive Data Language*), calculou-se a transformada de Fourier dos vetores α e β , obtendo-se os modos, e comparou-se o resultado da transformada com frequências dos modos de oscilação obtidos por outros autores (na literatura) usando dados obtidos pelo MDI (*Michelson Doppler Imager*) e pelo GONG (*Global Oscillation Network Group*) para encontrar as frequências características dos modos. Com resultados desta análise, obteve-se a relação entre a amplitude e a frequência para os modos, verificou-se que o comportamento da largura à meia altura em função da frequência confirma alguns resultados encontrados na literatura, constatou-se a existência de amplitudes maiores para baixas frequências, confirmando-se a previsão teórica do modelo de Toutain (1998) e verificou-se o levantamento da degenerescência dos modos para diferentes valores de m . Também constatou-se que a presença de ruído nos dados foi significativa, constituindo provavelmente a principal fonte de erro.

Palavras-chave: Heliosismologia, modos p, filtrogramas, HMI.

ABSTRACT

Helioseismology aims to study the oscillations observed on the surface of the Sun. These oscillations are acoustic and stationary waves called p modes, and penetrate the solar interior and provide information about the internal structure. Because these waves have small amplitudes, they can be dealt with small perturbations in a model in hydrostatic equilibrium. Acoustic waves can be represented by spherical harmonics, characterized by l degree, m order and n order (nodes on radial direction). The p modes are waves whose restoration force are pressure, and g modes are waves whose restoration force are gravity. The data analyzed in this study were obtained from the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) that integrates the SDO mission (Solar Dynamics Observatory). Filtergrams are narrow band wavelength filters very close to some absorption line of the Sun. From the filtergrams obtained by the HMI, a processing pipeline generates the arrays α and β , describing the limb brightness and displacement as a function of central angle around the limb, respectively. Through a computer program developed in IDL (Interactive Data Language), used to calculate the Fourier transform of the arrays α and β , we obtained the modes, and compared the results of the transform with frequencies of oscillation modes obtained by other authors (in the literature) using data obtained by MDI (Michelson Doppler Imager) and GONG (Global Oscillation Network Group), in order to find the characteristic frequencies of the modes. From this analysis, we obtained the relation between amplitude and frequency for the modes, it has been found that the behavior of the full width at half maximum as a function of the frequency confirm some results found in the literature, it was found larger amplitudes for low frequencies, confirming the theoretical prediction of Toutain's model (1998) and we found the arise of degeneracy of the modes for different m values. It was also found that the noise presence in data is significant, and probably is the main source of error.

Keywords: Helioseismology, p modes, filtergrams, HMI.

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AIA - *Atmospheric Imaging Assembly*
AVC - *AIA Visualization Center*
BiSON - *Birmingham Solar-Oscillations Network*
CCD - *Charge-Coupled Device*
CNES - *Centre National d'Études Spatiales*
EVE - *Extreme Ultraviolet Variability Experiment*
FFT - *Fast Fourier Transform* (Transformada Rápida de Fourier)
FID - *Filtergram Identifier* (Identificador de Filtrograma))
FWHM - *Full Width at Half Maximum* (Largura à Meia Altura)
GONG - *Global Oscillation Network Group*
HMI - *Helioseismic and Magnetic Imager*
HWHM - *Half Width at Half Maximum* (Meia Largura à Meia Altura)
IDL - *Interactive Data Language*
IOC - *Instrument Operations Center*
ISS - *Image Stabilization System*
JSOC - *Joint Science Operations Center*
LDF - *Limb Darkening Function*
LWS - *Living With a Star*
MDI - *Michelson Doppler Imager*
NASA - *National Aeronautics and Space Administration*
SDO - *Solar Dynamics Observatory*
SDP - *Science Data Processing Facility*
SOHO - *Solar and Heliospheric Observatory*

LISTA DE FIGURAS

2.1	A imagem da esquerda mostra a média de 45 minutos de imagens Doppler obtidas pelo instrumento MDI a bordo do SOHO; a imagem da direita mostra esta mesma média subtraída de uma outra única imagem; Fonte: [22] modificado por [21]	17
2.2	Diagrama de modo, onde nota-se na figura interna uma ampliação da estrutura dos modos p e no canto inferior esquerdo a região onde teoricamente se situam os modos g; Fonte: [22] modificado por [21]	18
2.3	Regiões do Sol de acordo com o transporte de energia; Fonte: [27] modificado pelo autor	20
2.4	Variação da abundância de hidrogênio com a profundidade no Sol. A figura interna mostra o comportamento perto da base da zona de convecção (ver figura 2.3); Fonte: [24]	21
2.5	Situação de equilíbrio hidrostático; Fonte: [28]	22
2.6	Alguns gráficos dos harmônicos esféricos, ilustrando os seguintes casos: $l = 6$ e $m = 0$; $l = 6$ e $m = 3$; $l = 6$ e $m = 6$; Fonte: [27]	27
2.7	Gráfico da transformada dos harmônicos esféricos para alguns valores de l e m ; Fonte: o autor	29
2.8	Gráfico da transformada dos harmônicos esféricos para alguns valores de l e m ; Fonte: o autor	29
2.9	Gráfico da transformada dos harmônicos esféricos para alguns valores de l e m ; Fonte: o autor	30
2.10	Gráfico da transformada dos harmônicos esféricos para alguns valores de l e m ; Fonte: o autor	30
2.11	Gráfico da transformada dos harmônicos esféricos para alguns valores de l e m ; Fonte: o autor	31
2.12	Gráfico de ν em relação a r/R para um modelo do Sol atual; em destaque estão as frequências N (linha contínua) e S_l (linhas pontilhadas); as linhas horizontais mais fortes indicam um modo g com frequência $\nu = 100\mu Hz$ e um modo p com grau 20 e frequência $\nu = 2000\mu Hz$; Fonte: [29]	34
2.13	Propagação de ondas acústicas com frequência $\nu = 3m Hz$ mas com $l = 30$ (onda que penetra mais profundamente) e $l = 100$ (onda se propagando próxima à superfície). As linhas ortogonais à trajetória indicam as frentes de onda; Fonte: [29]	35

2.14	Frequências para como função do grau l computadas para um modelo solar padrão. Valores da ordem radial n também são mostrados; Fonte: [29] modificada por [21]	36
2.15	Configuração da condição de equilíbrio para o modelo de Toutain; Fonte: [36] .	39
2.16	Distorção da superfície da estrela quando ocorre uma oscilação; Fonte: [36] modificada pelo autor	40
2.17	Variação da intensidade do sinal com a profundidade no Sol; Fonte: [38] modificada pelo autor	41
2.18	Previsão teórica para a variação da intensidade do sinal com a profundidade no Sol para os modos g , onde a linha contínua representa a previsão do modelo de Toutain e a linha tracejada representa uma estimativa baseada nas observações do MDI; Fonte: [38] modificada pelo autor	41
3.1	Instrumentos integrantes do SDO; Fonte: [40] modificada pelo autor	42
3.2	Ajuste de comprimento de onda conforme a linha espectral de absorção escolhida; Fonte: [42] modificada pelo autor	43
3.3	Esquema do HMI; Fonte: [42] modificada pelo autor	44
3.4	Visão geral do caminho óptico do HMI; Fonte: [43] modificada pelo autor . . .	45
3.5	Filtro de Lyot composto por cristais birrefringentes (BC) e polarizadores (P); Fonte: [44]	45
3.6	<i>Pipeline</i> de processamento de dados do HMI; Fonte: [41] modificada pelo autor	47
3.7	Função de escurecimento do limbo para o HMI (linha contínua) e para o MDI (linha tracejada); Fonte: [46]	48
4.1	Algoritmo do programa utilizado	49
5.1	Gráfico dos modos com os dados do limbo solar para o FID 10058; Fonte: o autor	52
5.2	Comparação do gráfico dos modos com os dados do limbo solar para o FID 10058 onde os pontos em vermelho indicam os resultados da análise de Schou et al (2002); Fonte: o autor	53
5.3	Gráfico da potência em função da frequência para o FID 10058; Fonte: o autor	53
5.4	Alguns ajustes lorentzianos para $l=1$ e FID 10058; Fonte: o autor	54
5.5	Alguns ajustes lorentzianos para $l=63$ e FID 10058; Fonte: o autor	55
5.6	Alguns ajustes lorentzianos para $l=122$ e FID 10058; Fonte: o autor	55
5.7	Gráfico da frequência em função de l para a análise de Schou et al (2002) com a escala de cores representando a amplitude; Fonte: o autor	56
5.8	Gráfico da frequência em função de l para a análise de Schou et al (2002) com a escala de cores representando a largura à meia altura; Fonte: o autor	57
5.9	Gráfico da amplitude em função da frequência para a análise de Schou et al (2002); Fonte: o autor	57

5.10	Gráfico da frequência em função de l para o FID 10058 com a escala de cores representando a amplitude; Fonte: o autor	58
5.11	Gráfico da frequência em função de l para o FID 10058 com a escala de cores representando a largura à meia altura; Fonte: o autor	58
5.12	Gráfico da amplitude em função da frequência para o FID 10058; Fonte: o autor	59
5.13	Gráfico da frequência em função de l para o FID 10058 com a escala de cores representando a diferença entre a frequência obtida e a frequência da análise dos dados do MDI; Fonte: o autor	60
5.14	Gráfico da diferença entre a frequência obtida e a frequência da análise dos dados do MDI em função de l para o FID 10058; Fonte: o autor	60
5.15	Comparação do gráfico dos modos para a análise dos dados do GONG para $m = 0$ e $m = 1$; Fonte: o autor	61
5.16	Gráfico da amplitude em função de frequência para os vetores α (em azul) e β (em vermelho); Fonte: o autor	62
5.17	Gráfico da amplitude em função da frequência para os resultados do GONG; Fonte: o autor	63
5.18	Gráfico da largura à meia altura em função de frequência para os vetores α (em azul) e β (em vermelho); Fonte: o autor	63
5.19	Gráfico da frequência em função de l para α , onde a escala de cores representa a largura à meia altura; Fonte: o autor	64
5.20	Gráfico da frequência em função de l para β , onde a escala de cores representa a largura à meia altura; Fonte: o autor	64
5.21	Gráfico da FWHM em função de l para α ; Fonte: o autor	65
5.22	Gráfico da frequência em função de l para α , onde a escala de cores representa a amplitude; Fonte: o autor	65
5.23	Gráfico da frequência em função de l para β , onde a escala de cores representa a amplitude; Fonte: o autor	66
5.24	Gráfico da frequência em função de l para α , onde a escala de cores representa a diferença entre a frequência obtida e a frequência dos resultados do GONG; Fonte: o autor	66
5.25	Gráfico da diferença entre a frequência obtida e a frequência dos resultados do GONG em função da frequência para α ; Fonte: o autor	67
5.26	Gráfico da diferença entre as frequências obtidas através da análise de α e β em função das frequências obtidas pelo GONG; Fonte: o autor	67
5.27	Gráfico da FWHM em função da frequência obtido a partir de dados do BiSON por Chaplin et al (1997), onde os quadrados representam os pontos para $l = 0$, triângulos representam $l = 1$, + representa $l = 2$ e x representa $l = 3$; Fonte: [49]	68

5.28	Gráfico da largura de linha em função da frequência obtido por Rabello-Soares et al (1999), a partir de dados obtidos do MDI, onde a linha contínua representa um ajuste por meio de polinômios de Legendre; Fonte: [51]	69
5.29	Gráfico da largura de linha em função da frequência obtido por Houdek et al (2001), a partir de dados do BiSON e do Virgo; as linhas contínuas e tracejadas representam tentativas de ajuste de curvas para os dados; Fonte: [52]	70
5.30	Gráfico da FWHM em função da frequência para diferentes intervalos de l ; Fonte: o autor	70
5.31	Comparação do gráfico da FWHM em função da frequência com os resultados de Libbrecht et al (1988)	71
5.32	Comparação do gráfico da FWHM em função da frequência com os resultados de Chaplin et al (1997); Fonte: o autor	71

LISTA DE TABELAS

3.1	Tabela mostrando a largura à meia altura nominal dos filtros do HMI	46
4.1	Tabela referente a codificação do comprimento de onda e polarização na composição do FID	50

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	15
2	HELIOISMOLOGIA	17
2.1	PROPRIEDADES GERAIS DO SOL	19
2.2	O MODELO SOLAR PADRÃO	19
2.3	EQUILÍBRIO HIDROSTÁTICO E A APROXIMAÇÃO ADIABÁTICA	22
2.4	INTRODUZINDO PERTURBAÇÕES NO EQUILÍBRIO	23
2.5	REPRESENTAÇÃO EM HARMÔNICOS ESFÉRICOS	25
2.5.1	Transformada de Fourier dos harmônicos esféricos	29
2.6	A APROXIMAÇÃO DE COWLING E O CONFINAMENTO DOS MODOS	31
2.7	MODOS P E MODOS G	34
2.8	MODELOS TEÓRICOS PARA AS OSCILAÇÕES ESTELARES NO LIMBO	37
2.8.1	Modelo de Hill (1978)	37
2.8.2	Modelo de Buta e Smith (1979)	37
2.8.3	Modelo de Toutain (1998)	38
3	HELIOSEISMIC AND MAGNETIC IMAGER (HMI)	42
3.1	<i>Solar Dynamics Observatory (SDO)</i>	42
3.2	FUNCIONAMENTO BÁSICO DO HMI	42
3.3	ESTRUTURA INTERNA DO HMI	44
3.3.1	Filtro de Lyot	45
3.4	PROCESSAMENTO DOS DADOS	46
3.4.1	Processamento de dados do limbo	47
4	METODOLOGIA	49
5	RESULTADOS E DISCUSSÃO	52
5.1	COMPARAÇÃO COM A ANÁLISE DE SCHOU ET AL (2002) BASEADA EM DADOS DO MDI	52
5.2	COMPARAÇÃO COM RESULTADOS OBTIDOS PELO GONG	61
5.3	COMPARAÇÃO COM OUTROS AUTORES DA LITERATURA	68
6	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	72
	REFERÊNCIAS	74

1 INTRODUÇÃO

A busca de informações a respeito da estrutura solar é praticamente impossível de ser efetuada através de medidas diretas. A temperatura da superfície é de aproximadamente $5700K$, de modo que até o momento é impossível o envio de sondas ou missões espaciais para a superfície do Sol. Por outro lado, a Heliosismologia fornece evidências “observacionais” para os modelos teóricos para tentar compreender a estrutura e as propriedades do Sol. Além disso, existe ainda o estudo dos neutrinos, partículas que surgem no núcleo solar e atravessam quase todo o espaço sem praticamente interagir com a matéria. No entanto, os neutrinos são partículas de difícil detecção [1].

O conhecimento teórico sobre a estrutura do Sol baseia-se nos seguintes princípios: conservação de energia, massa e momentum. Os modelos teóricos são derivados desses princípios físicos fundamentais. Pressão e gravidade estão em equilíbrio, e a esta situação dá-se o nome de equilíbrio hidrostático. Como resultados dos modelos solares têm-se um núcleo cuja temperatura é da ordem de $15 \times 10^6 K$, uma temperatura superficial em torno de $6000K$, e regiões onde diferentes mecanismos regulam o transporte de energia (radiação, condução ou convecção) [1].

A possibilidade de estudar o interior solar através das oscilações surgiu em 1962, quando Leighton e seus colaboradores realizaram medidas das oscilações solares de 5 minutos [2]. As explicações teóricas para essas observações surgiram em 1970, com Ulrich, e 1971 com Leibacher e Stein: o Sol pode ser excitado a oscilar em modos ressonantes [3]. Pequenas perturbações no estado de equilíbrio podem levá-lo a oscilar em torno do equilíbrio. As ondas de frequências e números de onda diferentes se propagam em diferentes profundidades no Sol, trazendo informações sobre sua estrutura interna. De acordo com as predições teóricas, os modos de oscilação podem ser classificados de acordo com a força restauradora dominante: os modos p tem com força dominante a pressão, enquanto nos modos g a força dominante é a gravidade. Os modos g até hoje não foram detectados no Sol.

A partir da década de 1980, modos de oscilação globalmente coerentes foram observados no Sol [4], [5]. Desde então, a qualidade das observações aumentou significativamente, e tem ocorrido avanços substanciais para o conhecimento teórico a respeito dessas oscilações. As observações permitiram medir com precisão a profundidade da zona de convecção, e inferir a temperatura no núcleo solar [5], [6].

Um marco significativo da contribuição das medidas observacionais para o desenvolvimento da heliosismologia foi o projeto GONG (*Global Oscillation Network Group*). Este projeto teve início em 1995, constituído por seis instrumentos em solo que observam o Sol através de medidas de velocidade Doppler [7]. As observações do GONG possibilitaram correções no modelo solar padrão [8], [9]. Uma das principais discrepâncias era a diferença entre o fluxo de neutrinos solares previsto pelo modelo e o valor observado [10]. O GONG também

contribuiu para a determinação precisa da rotação diferencial solar [11], [12].

O instrumento MDI (*Michelson Doppler Imager*) lançado a bordo da missão SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*) em 1995 [13], [14] representou um grande avanço para as técnicas observacionais em Heliosismologia. Através de observações de trânsitos de Mercúrio ocorridos em 2003 e 2006, foram obtidas medidas mais precisas do raio solar [15]. O MDI deixou de funcionar em 2011 [16].

Além do GONG e do MDI, outro instrumento dedicado à Heliosismologia foi o satélite PICARD [17]. Este satélite foi lançado pela agência espacial francesa (CNES - *Centre National d'Études Spatiales*) em 2010, com o objetivo de determinar a irradiância e o diâmetro do Sol, além de medir as oscilações solares em intensidade para modos p de grau baixo [18].

Este trabalho tem por objetivo caracterizar os modos p solares a partir dos dados de intensidade e deslocamento do limbo adquiridos pelo HMI (*Helioseismic and Magnetic Imager*). Esses resultados serão comparados aos já obtidos através de análises realizadas por outros autores a partir de dados obtidos pelo MDI e pelo GONG.

O capítulo 2 trata dos conceitos fundamentais de Heliosismologia, introduzindo algumas propriedades gerais do Sol e os fundamentos do modelo solar padrão. Este capítulo parte das hipóteses básicas como equilíbrio hidrostático, e aos poucos adiciona fatores como perturbações para tornar o modelo mais realista, até a obtenção da representação em harmônicos esféricos. Com a utilização de algumas aproximações, obtém-se os modos p e g. Também aborda de forma breve alguns modelos teóricos que tentam explicar a origem das oscilações estelares.

O capítulo 3 descreve o HMI, partindo de uma visão geral do instrumento, e posteriormente apresentando seus principais componentes, além dos métodos para o processamento dos dados obtidos.

No capítulo 4 é apresentada a metodologia aplicada neste estudo, a partir da obtenção dos vetores α e β do processamento de dados do limbo solar obtidos pelo HMI, destacando-se a estrutura geral do programa computacional utilizado para analisar os dados e gerar os resultados. Os resultados são apresentados e discutidos no capítulo 5, e o capítulo 6 contém as conclusões referentes a este trabalho, além das perspectivas para trabalhos futuros.

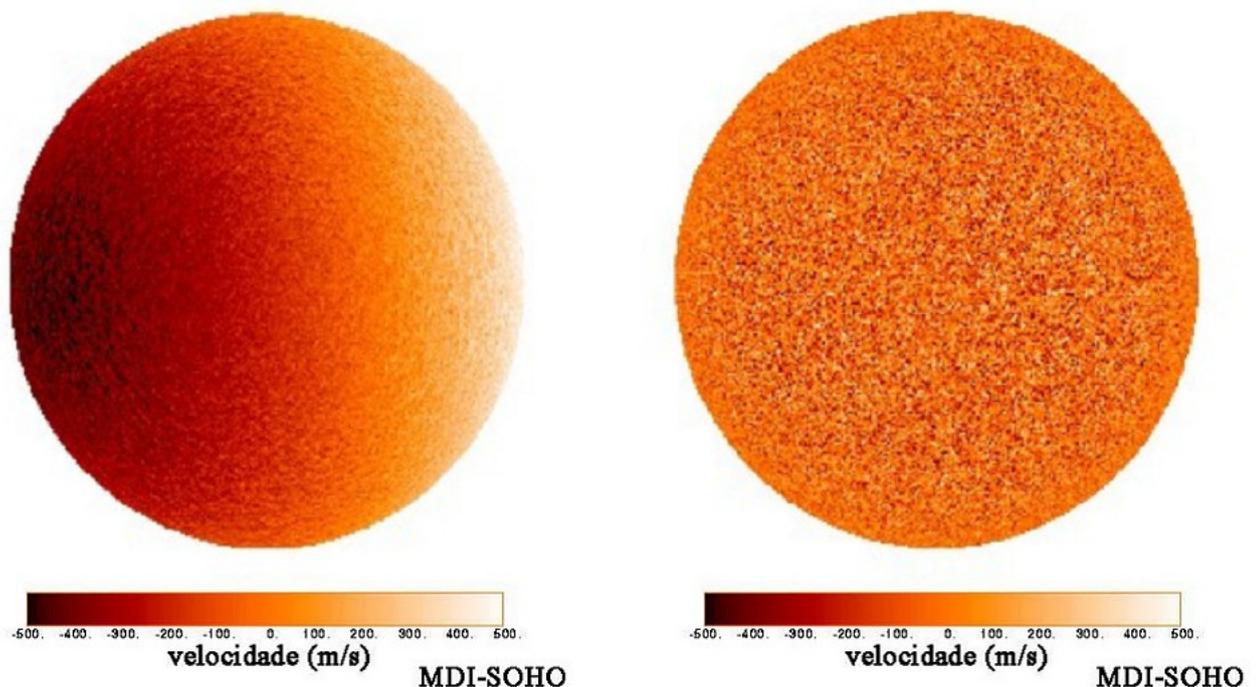
2 HELIOSISMOLOGIA

A Heliosismologia é um ramo da Astrofísica que tem por objetivo o estudo das oscilações na superfície do Sol. Essas oscilações foram observadas pela primeira vez na década de 1960 por Leighton e colaboradores [2], e explicadas teoricamente na década de 1970 por Ulrich, Leibacher e Stein [19].

A detecção das oscilações solares ocorre de maneira análoga à sismologia terrestre. As ondas de pressão associadas com as oscilações penetram no interior do Sol e trazem informações sobre a estrutura interna. Essas informações são então comparadas com as previsões dos modelos teóricos [20].

A figura 2.1 duas imagens Doppler. A primeira mostra a média de 45 minutos de imagens Doppler obtidas pelo instrumento MDI (*Michelson Doppler Imager*) a bordo do SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*). Na segunda imagem observa-se e esta média subtraída de uma outra única imagem, eliminando-se os efeitos da rotação [21].

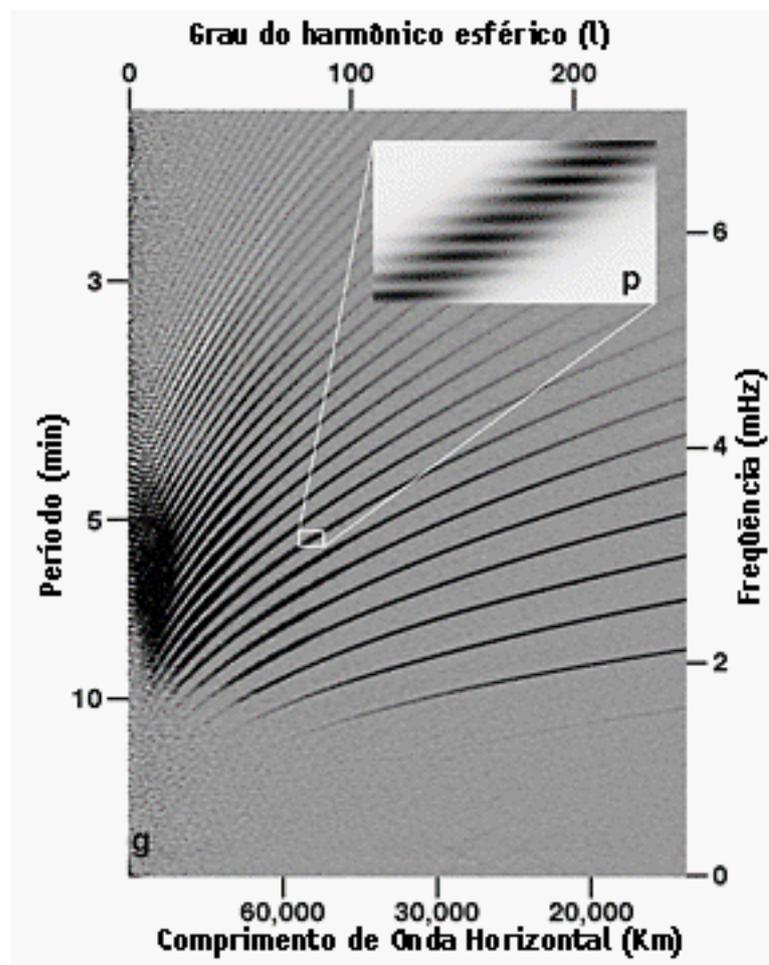
Figura 2.1: A imagem da esquerda mostra a média de 45 minutos de imagens Doppler obtidas pelo instrumento MDI a bordo do SOHO; a imagem da direita mostra esta mesma média subtraída de uma outra única imagem; Fonte: [22] modificado por [21]



A subtração de uma imagem média de velocidade de uma outra única imagem de velocidade revela os movimentos de superfície associados com ondas sonoras que viajam pelo interior do Sol. As escalas de claro a escuro representam movimentos do gás quente para cima

e para baixo próximos à superfície do Sol. O padrão cai em direção ao limbo porque as ondas acústicas são principalmente radiais, próximas à superfície. Numa dada localização, o campo de velocidade apresenta uma variação quase periódica com uma amplitude da ordem de metros por segundo e um período em torno de 5 minutos. As modulações perto do disco central indicam que os movimentos são radiais. Somente as ondas com combinações específicas de período e comprimento de onda horizontal ressoam dentro do Sol [23]). Essas ondas estão relacionadas à estrutura do interior do Sol; elas produzem uma série de picos discretos mostrados no diagrama da figura 2.2.

Figura 2.2: Diagrama de modo, onde nota-se na figura interna uma ampliação da estrutura dos modos p e no canto inferior esquerdo a região onde teoricamente se situam os modos g; Fonte: [22] modificado por [21]



Esta aplicação é de fato uma forma de espectroscopia acústica aplicada a ondas sísmicas solares. A Heliosismologia utiliza ondas que se propagam no interior do Sol para medir a estrutura interna e a dinâmica de uma estrela. Há milhões de ondas de som distintas, ressonando ao mesmo tempo, observadas pelo deslocamento Doppler na superfície do Sol. Os períodos destas ondas dependem das velocidades de propagação e das profundidades das cavidades ressonantes [19]. O grande número de modos ressonantes, com cavidades diferentes,

permite determinar a temperatura, composição química e movimentos abaixo da superfície e até mesmo no núcleo solar [19].

Com a comparação de períodos de oscilação, predita nos modelos solares com as observações, são realizadas medidas da abundância do hélio no Sol, o que contribui para o estudo da Cosmologia. Correntes de convecção perturbam os períodos de oscilação de um modo distinto o que permite medir as suas propriedades. De maneira semelhante podemos ter o conhecimento de como a rotação muda com a profundidade e a latitude no interior solar [21].

2.1 PROPRIEDADES GERAIS DO SOL

As propriedades do Sol são conhecidas com precisão relativamente alta em comparação com outras estrelas. O produto $G \cdot M$ (onde M é a massa do Sol e G a constante gravitacional) é conhecido através do movimento planetário. O valor usualmente aceito para a massa do Sol é $M = 1,989 \times 10^{33} kg$, [24]. O raio solar R provém do diâmetro aparente e da distância da Terra ao Sol. O valor adotado é $R = (696.342 \pm 65) km$ [15]. A luminosidade L é determinada por medidas de irradiância via satélite. O valor frequentemente utilizado é $L = 3.846 \times 10^{26} W$ [24]. A idade do Sol é obtida através da determinação da idade de meteoritos combinada com a modelagem da história e formação do Sistema Solar. A idade estimada é $t = (4.566 \pm 0.005) \times 10^9$ anos [24].

A composição química estelar é normalmente dada pelas abundâncias relativas de massa X , Y e Z , respectivamente referentes ao hidrogênio, hélio e elementos mais pesados. Existem diversas técnicas para determinar a composição química do Sol, entre elas a análise espectroscópica e a comparação com a composição de meteoritos. Estima-se que para a superfície do Sol, $X \sim 0,7373$, $Y \sim 0,2447$ e $Z \sim 0.0181$ [25].

2.2 O MODELO SOLAR PADRÃO

O modelo solar padrão é utilizado para cálculos e simulações sobre a estrutura e evolução do Sol. Este modelo consiste nas soluções do sistema formado pelas equações diferenciais da evolução estelar [26]. Assume-se que o Sol é esfericamente simétrico, e ignoram-se efeitos de rotação e campo magnético [24]. Estas equações são:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{Gm\rho}{r^2}, \quad (2.1)$$

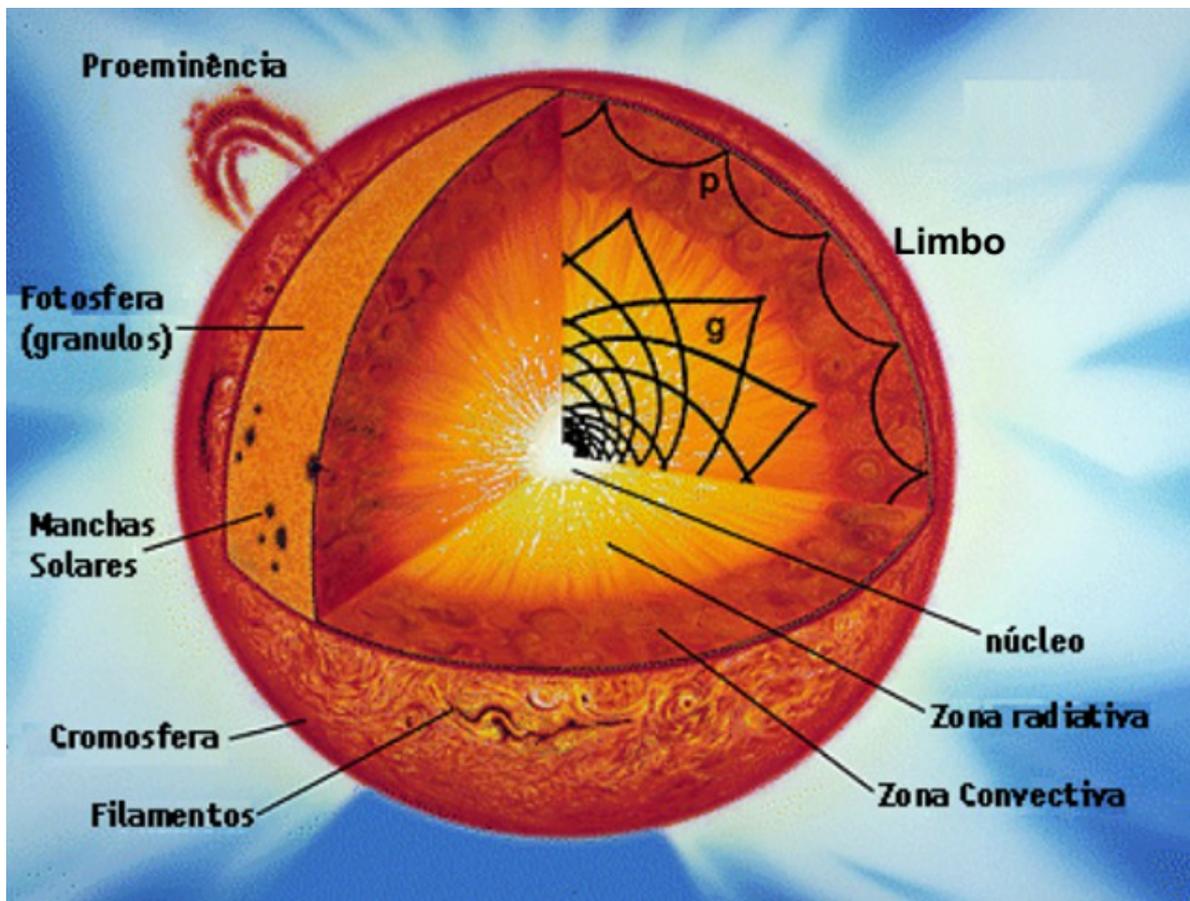
$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (2.2)$$

$$\frac{dT}{dr} = \nabla \frac{T}{p} \frac{dp}{dr}, \quad (2.3)$$

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \left[\rho \epsilon - \rho \frac{d}{dt} \left(\frac{u}{\rho} \right) + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \right]. \quad (2.4)$$

Nestas equações, r representa a distância ao centro do Sol, p é a pressão, m é a massa interior da esfera de raio r , ρ é a densidade, T é a temperatura, L é o fluxo de energia por unidade de tempo através da esfera de raio r , ϵ é a taxa de geração de energia nuclear por unidade de massa e tempo, e u é a energia interna por unidade de volume. O gradiente de temperatura é caracterizado por $\nabla = \frac{d \ln T}{d \ln p}$ e é determinado pelo modo de transporte de energia. O Sol pode ser dividido em várias regiões e em cada um delas ocorre um processo diferente de transporte de energia. Essas regiões podem ser vistas na figura 2.3.

Figura 2.3: Regiões do Sol de acordo com o transporte de energia; Fonte: [27] modificado pelo autor



Em regiões onde o transporte de energia ocorre por radiação, $\nabla = \nabla_{rad}$, onde o gradiente radiativo é definido por:

$$\nabla_{rad} = \frac{3}{16\pi a \tilde{c} G} \frac{\kappa p}{m(r)} \frac{L(r)}{T^4}, \quad (2.5)$$

onde \tilde{c} é a velocidade da luz, a é a constante de densidade de radiação e κ é a opacidade, definida de modo que $1/\kappa\rho$ é igual ao livre caminho médio do fóton.

A produção de energia no Sol é resultado da fusão do hidrogênio em hélio. Esta reação pode ser expressa como:

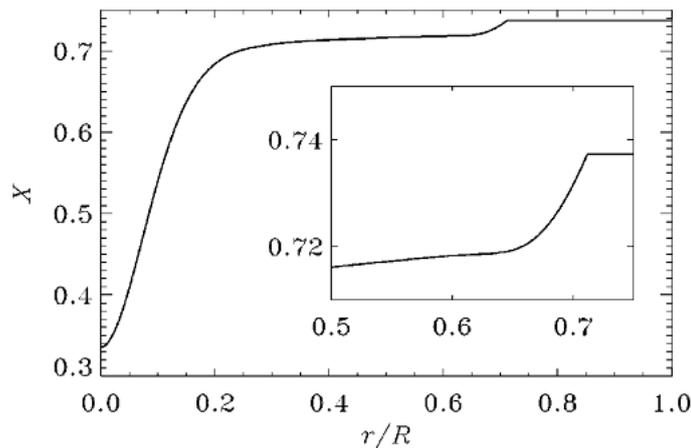


Nesta reação os pósitrons (denotados por e^+) são imediatamente aniquilados, enquanto os neutrinos (representados por ν_e) escapam do Sol praticamente sem interagir com a matéria. A variação na composição química do Sol portanto deve-se à reação de conversão de hidrogênio em hélio (e posteriormente em elementos mais pesados, porém em menor escala). As equações que representam a transformação de elementos mais leves em elementos mais pesados podem ser representadas da forma [26]:

$$\frac{d\chi_i}{dt} = \frac{m_i}{\rho} \left(\sum_j r_{ji} - \sum_k r_{ik} \right), \quad i = 1, \dots, N, \quad (2.7)$$

onde χ_i representa a abundância do elemento de índice i , m_i representa a massa do referido elemento, r_{ji} representa a taxa de conversão do elemento j em elemento i e r_{ik} representa a taxa de conversão do elemento i em elemento k , por unidade de volume e tempo. O índice i representa uma generalização da notação X, Y, Z para N elementos. A abundância relativa de um elemento químico também varia de acordo com a profundidade do Sol, como mostra a figura 2.4:

Figura 2.4: Variação da abundância de hidrogênio com a profundidade no Sol. A figura interna mostra o comportamento perto da base da zona de convecção (ver figura 2.3); Fonte: [24]

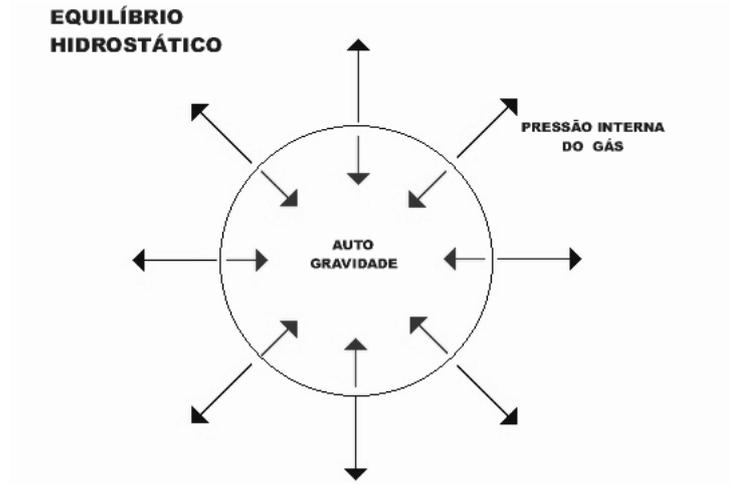


As equações básicas da evolução estelar (2.1), (2.2), (2.3), (2.4) e a equação (2.7) devem ser resolvidas numericamente de acordo com as condições de contorno, que variam de acordo com a região do Sol.

2.3 EQUILÍBRIO HIDROSTÁTICO E A APROXIMAÇÃO ADIABÁTICA

Podemos considerar o Sol como um estrela esférica composta de gás em equilíbrio hidrostático. Nessa condição, duas forças agem sobre a estrela de modo que resulte a situação de equilíbrio: a pressão do gás e a gravidade, conforme visto na figura 2.5.

Figura 2.5: Situação de equilíbrio hidrostático; Fonte: [28]



A equação de movimento pode ser expressa da forma:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \nabla p + \rho \vec{g} \quad (2.8)$$

Na equação (2.8) ρ é a densidade, \vec{v} é a velocidade de um dado elemento de gás, p é a pressão, t é o tempo e \vec{g} a aceleração da gravidade, que também pode ser expressa como:

$$\vec{g} = -\nabla\Phi, \quad (2.9)$$

onde Φ é um potencial que satisfaz a equação de Poisson:

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho. \quad (2.10)$$

Para uma função ϕ dependente da posição \vec{r} e do tempo t , vale a seguinte relação:

$$\frac{d\phi}{dt} = \left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)_{\vec{r}} + \nabla\phi \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla\phi \quad (2.11)$$

Aplicando a relação (2.11) na equação de movimento (2.8) obtemos:

$$\rho \frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \nabla\vec{v} = \nabla p + \rho \vec{g}. \quad (2.12)$$

A equação da continuidade é expressa por:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho \vec{v}) = 0. \quad (2.13)$$

Da Primeira Lei da Termodinâmica temos:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{dE}{dt} + p \frac{dV}{dt}. \quad (2.14)$$

Usando a equação da continuidade e a identidade $\varrho = 1/V$ onde V é o volume por unidade de massa, a Primeira Lei da Termodinâmica pode ser reescrita como:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{dE}{dt} - \frac{p}{\varrho^2} \frac{d\varrho}{dt} = \frac{dE}{dt} + \frac{p}{\varrho} \nabla \cdot \vec{v}. \quad (2.15)$$

Utilizando-se algumas identidades termodinâmicas [29], a equação da energia pode ser reescrita através de variáveis mais convenientes:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{1}{\varrho(\Gamma_3 - 1)} \left(\frac{dp}{dt} - \frac{\Gamma_1 p}{\varrho} \frac{d\varrho}{dt} \right), \quad (2.16)$$

com os expoentes adiabáticos Γ_1 e Γ_3 definidos por:

$$\Gamma_1 = \left(\frac{\partial p}{\partial \varrho} \right)_{ad} ; \quad \Gamma_3 - 1 = \left(\frac{\partial T}{\partial \varrho} \right)_{ad}. \quad (2.17)$$

Por simplificação, podemos negligenciar o termo de calor na equação (2.16), utilizando a chamada aproximação adiabática para o movimento [29]. Dessa maneira, p e ϱ são relacionados por:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\Gamma_1 p}{\varrho} \frac{d\varrho}{dt}. \quad (2.18)$$

As equações (2.10), (2.12), (2.13) e (2.18) formam o conjunto completo das equações para o movimento adiabático.

2.4 INTRODUZINDO PERTURBAÇÕES NO EQUILÍBRIO

Consideremos agora a introdução de pequenas perturbações no estado de equilíbrio. Dessa maneira, a pressão pode ser expressa como:

$$p(\vec{r}, t) = p_0(\vec{r}) + p'(\vec{r}, t). \quad (2.19)$$

Na equação (2.19) p' representa uma pequena perturbação, chamada perturbação euleriana, ou seja, uma perturbação em um dado ponto. As perturbações eulerianas podem ser relacionadas com as perturbações lagrangeanas, que são as perturbações em relação a um refe-

rencial que acompanha o movimento. Essa relação é dada por:

$$\delta p(\vec{r}) = p'(r_0) + \vec{\delta r} \cdot \nabla p_0. \quad (2.20)$$

Nota-se que a velocidade é dada pela derivada temporal do deslocamento $\vec{\delta r}$:

$$\vec{v} = \frac{\partial \vec{\delta r}}{\partial t}. \quad (2.21)$$

As equações do movimento adiabático perturbado são obtidas inserindo as expressões (2.19) e (2.20) nas equações (2.10), (2.12), (2.13) e (2.18). Para a equação da continuidade resulta:

$$\frac{\partial \varrho'}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_0 \vec{v}) = 0. \quad (2.22)$$

Usando (2.21) em (2.22) e integrando com respeito ao tempo obtemos:

$$\varrho' + \nabla \cdot (\varrho_0 \vec{\delta r}) = 0. \quad (2.23)$$

Pode-se proceder de maneira similar com as demais equações do movimento adiabático. Para a equação do movimento obtemos:

$$\varrho_0 \frac{\partial^2 \vec{\delta r}}{\partial t^2} = \varrho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\nabla p' + \varrho_0 \vec{g}' + \varrho' \vec{g}_0, \quad (2.24)$$

onde $\vec{g}' = -\nabla \Phi'$. A perturbação Φ' no potencial gravitacional satisfaz a equação de Poisson:

$$\nabla^2 \Phi' = 4\pi G \varrho'. \quad (2.25)$$

A equação da aproximação adiabática (2.18) torna-se:

$$\frac{d\delta p}{dt} - \frac{\Gamma_1 p_0}{\varrho_0} \frac{d\delta \varrho}{dt} = 0. \quad (2.26)$$

Integrando (2.26) em relação ao tempo:

$$\delta p = \frac{\Gamma_1 p_0}{\varrho_0} \delta \varrho \quad (2.27)$$

As equações (2.23), (2.24), (2.25) e (2.27) formam o conjunto de equações para o movimento adiabático perturbado.

2.5 REPRESENTAÇÃO EM HARMÔNICOS ESFÉRICOS

O deslocamento $\vec{\delta r}$ pode ser separado em duas componentes: radial e horizontal,

$$\vec{\delta r} = \xi_r \vec{a}_r + \vec{\xi}_h. \quad (2.28)$$

A componente horizontal da equação de movimento (2.24) é expressa por:

$$\varrho_0 \frac{\partial^2 \vec{\xi}_h}{\partial t^2} = -\nabla_h p' + \varrho_0 \nabla_h \Phi', \quad (2.29)$$

onde ∇_h denota a soma das componentes não radiais do operador nabla.

Calculando-se o divergente horizontal da equação (2.29) obtém-se:

$$\varrho_0 \frac{\partial^2 \nabla_h \cdot \vec{\xi}_h}{\partial t^2} = -\nabla_h^2 p' + \varrho_0 \nabla_h^2 \Phi'. \quad (2.30)$$

A equação da continuidade pode ser escrita como:

$$\varrho' = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\varrho_0 r^2 \xi_r) - \varrho_0 \nabla_h \cdot \vec{\xi}_h. \quad (2.31)$$

Pode-se eliminar o produto $\nabla_h \cdot \vec{\xi}_h$ das equações (2.30) e (2.31), resultando em:

$$-\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\varrho' + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \varrho_0 \xi_r) \right] = -\nabla_h^2 p' + \varrho_0 \nabla_h^2 \Phi'. \quad (2.32)$$

A componente radial da equação (2.24) é dada por:

$$\varrho_0 \frac{\partial^2 \xi_r}{\partial t^2} = -\frac{\partial p'}{\partial r} - \varrho' g_0 + \varrho_0 \frac{\partial \Phi'}{\partial r}. \quad (2.33)$$

E a equação de Poisson pode ser escrita como:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Phi'}{\partial r} \right) + \nabla_h^2 \Phi' = 4\pi G \varrho'. \quad (2.34)$$

Percebe-se que nas equações (2.32), (2.33) e (2.34) as derivadas com respeito às variáveis angulares θ e ϕ aparecem somente na combinação ∇_h^2 . Pode-se efetuar uma separação dessas variáveis. Procuramos uma função f que satisfaz:

$$\nabla_h^2 f = \frac{1}{r^2} \Lambda f, \quad (2.35)$$

onde Λ é uma constante. Explicitamente:

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \phi^2} = -\Lambda f. \quad (2.36)$$

A solução pode ser escrita como:

$$f(\theta, \phi) = f_1(\theta)f_2(\phi). \quad (2.37)$$

Segue de (2.36) que:

$$\frac{d^2 f_2}{dt^2} = \alpha f_2, \quad (2.38)$$

cujas soluções são $f_2 = \exp(-im\phi)$, onde m é um número inteiro. Usando este resultado em 2.36 obtem-se a seguinte equação diferencial para f_1 :

$$\frac{d}{dx}[(1-x^2)]\frac{df_1}{dx} + (\Lambda - \frac{m}{1-x^2})f_1 = 0, \quad (2.39)$$

onde $x = \cos\theta$. Esta equação possui solução regular somente se:

$$\Lambda = l(l+1), \quad (2.40)$$

onde l é um inteiro não negativo e

$$|m| \leq l. \quad (2.41)$$

A solução regular é:

$$f_1 = P_l^m(\cos\theta), \quad (2.42)$$

onde P_l^m é o polinômio associado de Legendre. Incluindo um fator apropriado pode-se escrever:

$$f(\theta, \phi) = (-1)^m c_{lm} P_l^m(\cos\theta) \exp(im\phi) \equiv Y_l^m(\theta, \phi) \quad (2.43)$$

onde c_{lm} é uma constante de normalização definida por:

$$c_{lm}^2 = \frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!}. \quad (2.44)$$

Esta normalização deve-se ao fato de que a integral de $|Y_l^m|^2$ sobre toda a esfera é igual a 1. O grau l mede o número de onda horizontal total k_h na superfície dado por:

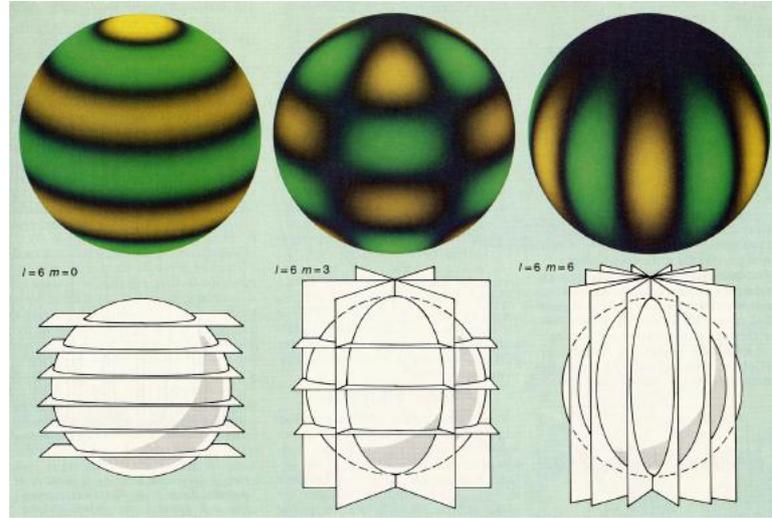
$$k_h = \frac{L}{R}, \quad (2.45)$$

onde $L = \sqrt{l(l+1)}$ e R é o raio do Sol. O comprimento de onda é

$$\lambda = \frac{2\pi}{k_h} = \frac{2\pi R}{L}. \quad (2.46)$$

O grau l representa o número de comprimentos de onda sobre a circunferência solar [21]. A ordem m mede o número de círculos nodais que cruzam o equador. A aparência de alguns destes harmônicos pode ser vista na figura 2.6.

Figura 2.6: Alguns gráficos dos harmônicos esféricos, ilustrando os seguintes casos: $l = 6$ e $m = 0$; $l = 6$ e $m = 3$; $l = 6$ e $m = 6$; Fonte: [27]



Se $m = 0$ temos o modo zonal, onde existem apenas planos nodais paralelos ao equador. Para $l = |m|$ teremos o modo sectorial onde os planos nodais são perpendiculares ao equador. No caso mais geral temos os modos tesserais onde $l \neq m$. Uma convenção se desenvolveu em Heliosismologia que agrupa os modos em três classes de acordo com o grau [21]:

- Modos de grau baixo para $l \leq 3$.
- Modos de grau intermediário para $4 \leq l \leq 100$.
- Modos de grau altos para $100 \leq l \leq 1000$.

Das equações (2.35) e (2.40) tem-se:

$$\nabla_h^2 f = -\frac{l(l+1)}{r^2} f. \quad (2.47)$$

As variáveis dependentes nas equações (2.32), (2.33) e (2.34) podem agora ser expressas como:

$$\xi_r(r, \theta, \phi, t) = \sqrt{4\pi} \tilde{\xi}_r Y_l^m(\theta, \phi) \exp(-i\omega t), \quad (2.48)$$

$$p'(r, \theta, \phi, t) = \sqrt{4\pi} \tilde{p}' Y_l^m(\theta, \phi) \exp(-i\omega t), \quad (2.49)$$

E assim sucessivamente para as demais variáveis. Efetuando-se as substituições e dividindo-se as equações pelo fator comum $Y_l^m(\theta, \phi)$, as expressões para as respectivas amplitudes, tornam-se:

$$\omega^2 [\tilde{\varrho}' + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \varrho_0 \tilde{\xi}_r)] = \frac{l(l+1)}{r^2} (\tilde{p}' + \varrho_0 \tilde{\Phi}'), \quad (2.50)$$

$$-\omega^2 \varrho_0 \tilde{\xi}_r = -\frac{d\tilde{p}'}{dr} - \tilde{\varrho}' g_0 - \varrho_0 \frac{d\tilde{\Phi}'}{dr}, \quad (2.51)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\tilde{\Phi}'}{dr} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} \tilde{\Phi}' = 4\pi G \tilde{\varrho}', \quad (2.52)$$

e a equação de energia:

$$\tilde{\varrho}' = \frac{\varrho_0}{\Gamma_1 p_0} \tilde{p}' + \varrho_0 \tilde{\xi}_r \left(\frac{1}{\Gamma_1 p_0} \frac{dp_0}{dr} - \frac{1}{\varrho_0} \frac{d\varrho_0}{dr} \right). \quad (2.53)$$

Nota-se que as equações (2.50), (2.51), (2.52) e (2.53) não dependem da ordem azimutal m . Para cada l , entretanto, existem $(2l+1)$ dobras de degenerescência das autofrequências [21]. Isto ocorre devido ao fato de não serem considerados efeitos da rotação e outras fontes de anisotropia.

A equação (2.53) pode ser utilizada para eliminar ϱ' das equações (2.50), (2.51), (2.52). Da equação (2.50) obtém-se:

$$\frac{d\tilde{\xi}_r}{dr} = -\left(\frac{2}{r} + \frac{1}{\Gamma_1 p_0} \frac{dp_0}{dr} \right) \tilde{\xi}_r + \frac{1}{\varrho_0} \left[\frac{l(l+1)}{\omega^2 r^2} - \frac{1}{c^2} \right] \tilde{p}' + \frac{l(l+1)}{\omega^2 r^2} \tilde{\Phi}', \quad (2.54)$$

onde $c^2 = \frac{\Gamma_1 p_0}{\varrho_0}$ é o quadrado da velocidade do som [29]. É conveniente introduzir a frequência característica S_l definida por

$$S_l^2 = \frac{l(l+1)c^2}{r^2} = k_h^2 c^2, \quad (2.55)$$

e a equação (2.54) adquire a seguinte forma:

$$\frac{d\tilde{\xi}_r}{dr} = -\left(\frac{2}{r} + \frac{1}{\Gamma_1 p_0} \frac{dp_0}{dr} \right) \tilde{\xi}_r + \frac{1}{\varrho_0 c^2} (S_l^2 - 1) \tilde{p}' + \frac{l(l+1)}{\omega^2 r^2} \tilde{\Phi}'. \quad (2.56)$$

A equação (2.51) resulta:

$$\frac{d\tilde{p}'}{dr} = \varrho_0 (\omega^2 - N^2) \tilde{\xi}_r + \frac{1}{\Gamma_1 p_0} \frac{dp_0}{dr} \tilde{p}' - \varrho_0 \frac{d\tilde{\Phi}'}{dr}, \quad (2.57)$$

onde N é a chamada frequência de Brunt-Väisälä. Esta frequência é definida por:

$$N^2 = g_0 \left(\frac{1}{\Gamma_1 p_0} \frac{dp_0}{dr} - \frac{1}{\varrho_0} \frac{d\varrho_0}{dr} \right). \quad (2.58)$$

E a equação (2.52) torna-se:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\tilde{\Phi}'}{dr} \right) = 4\pi G \left(\frac{\tilde{p}'}{c^2} + \frac{\varrho_0 \tilde{\xi}_r}{g} N^2 \right) + \frac{l(l+1)}{r^2} \tilde{\Phi}' \quad (2.59)$$

As equações (2.56), (2.57) e (2.59) devem ser resolvidas numericamente devido sua dependência geral com r [21]. Somente valores particulares de ω , as autofrequências, permitem soluções.

2.5.1 Transformada de Fourier dos harmônicos esféricos

Considerando oscilações da forma da parte real dos harmônicos esféricos, ou seja, definidas pela equação (2.43). Calculando a transformada de Fourier de uma função desta forma, obtém-se os seguintes gráficos:

Figura 2.7: Gráfico da transformada dos harmônicos esféricos para alguns valores de l e m ; Fonte: o autor

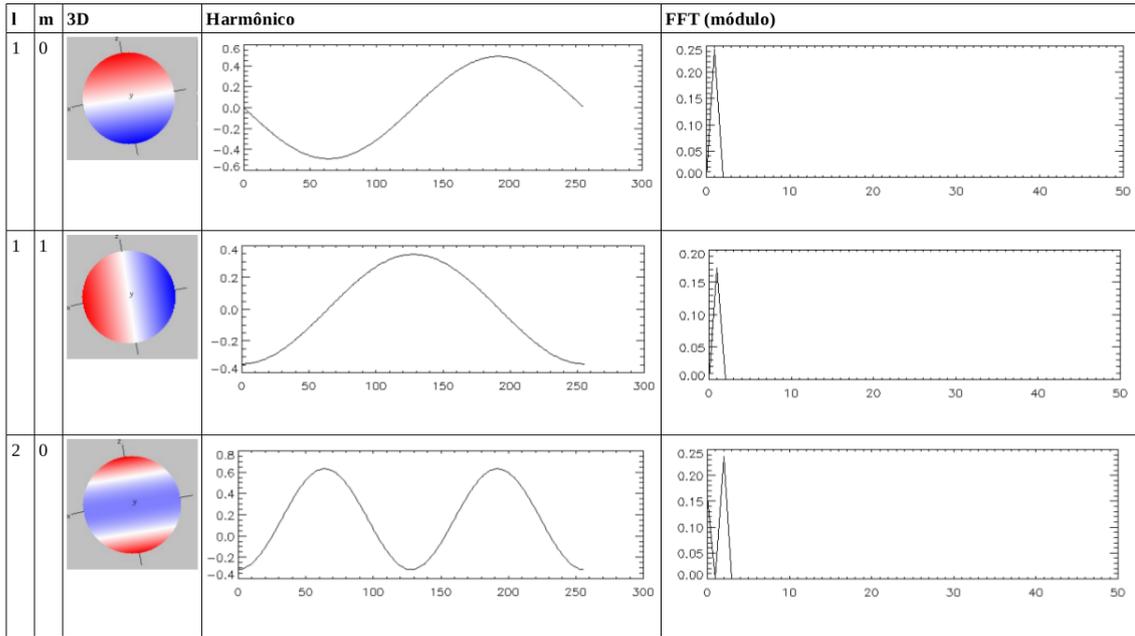


Figura 2.8: Gráfico da transformada dos harmônicos esféricos para alguns valores de l e m ; Fonte: o autor

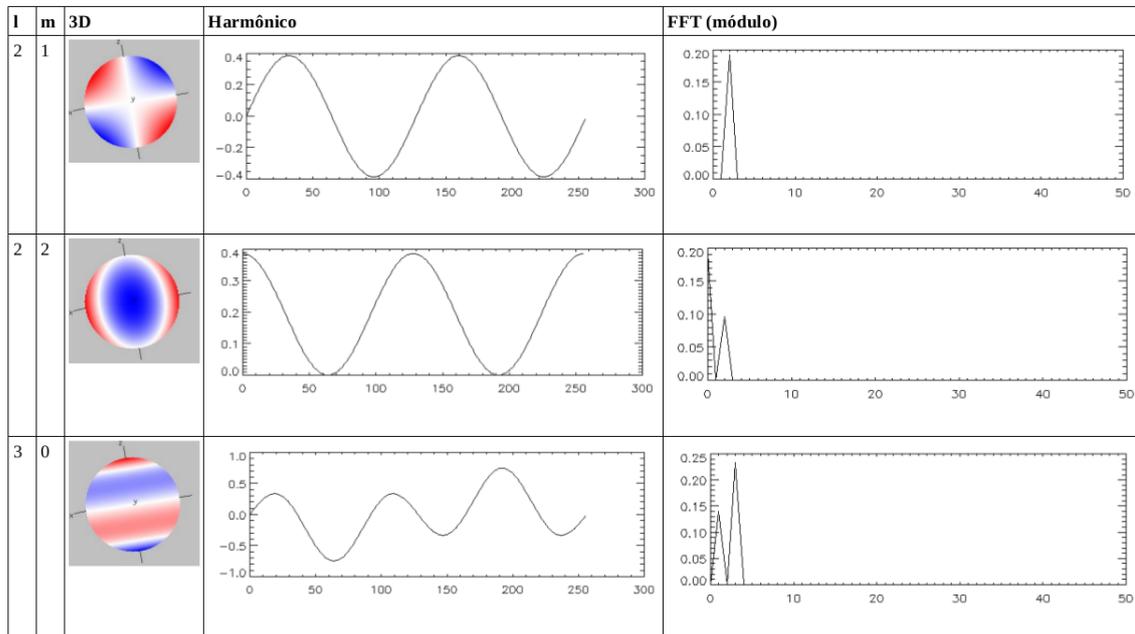


Figura 2.9: Gráfico da transformada dos harmônicos esféricos para alguns valores de l e m ; Fonte: o autor

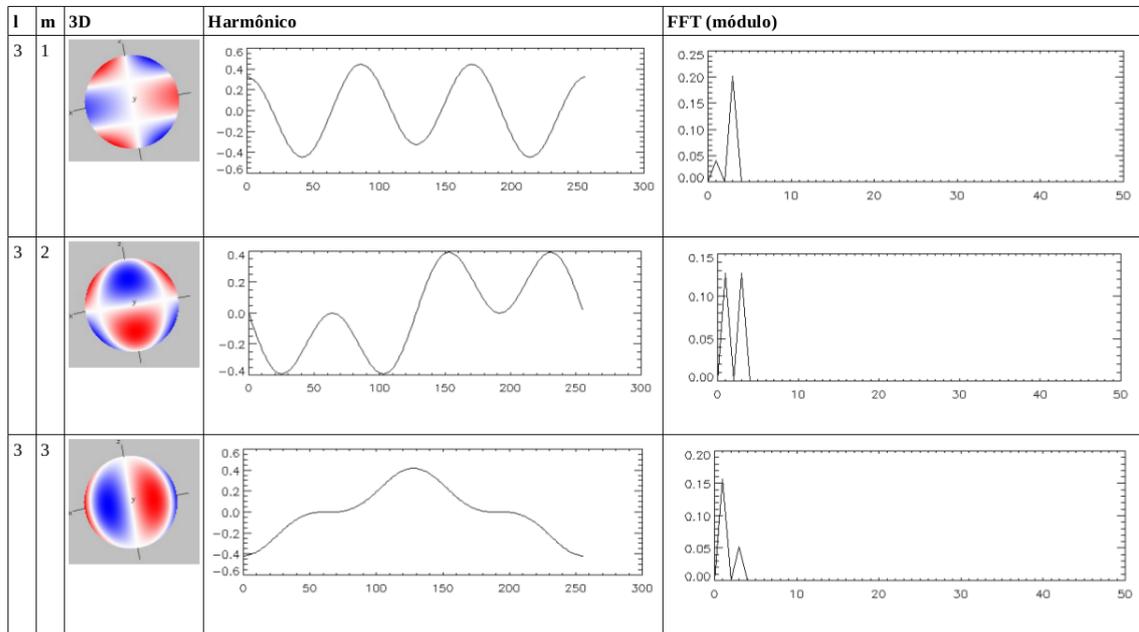


Figura 2.10: Gráfico da transformada dos harmônicos esféricos para alguns valores de l e m ; Fonte: o autor

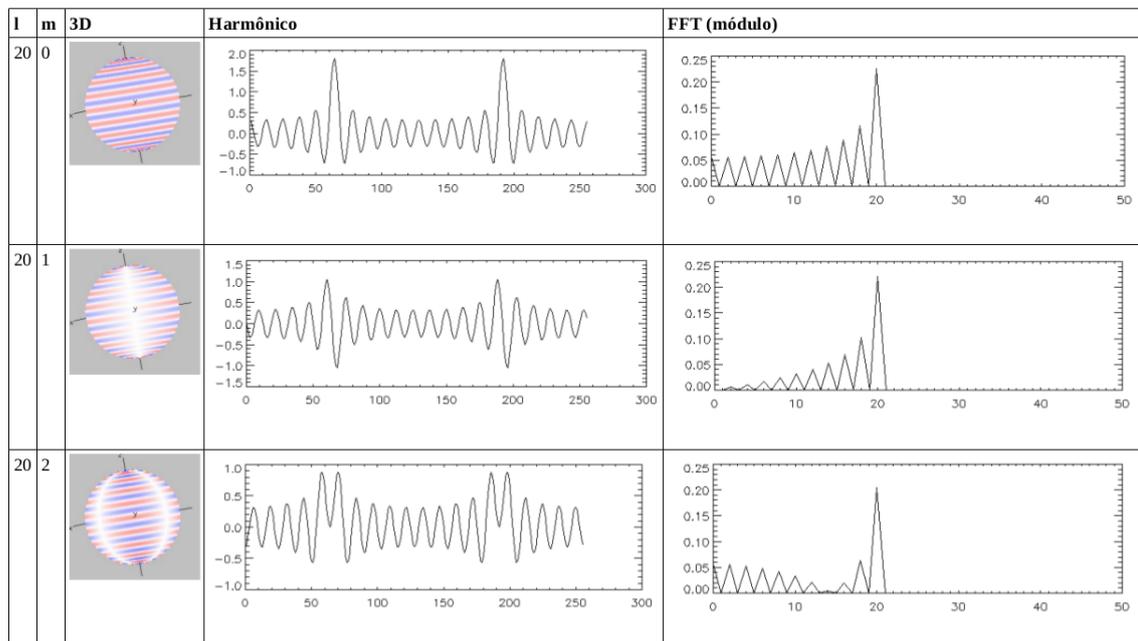
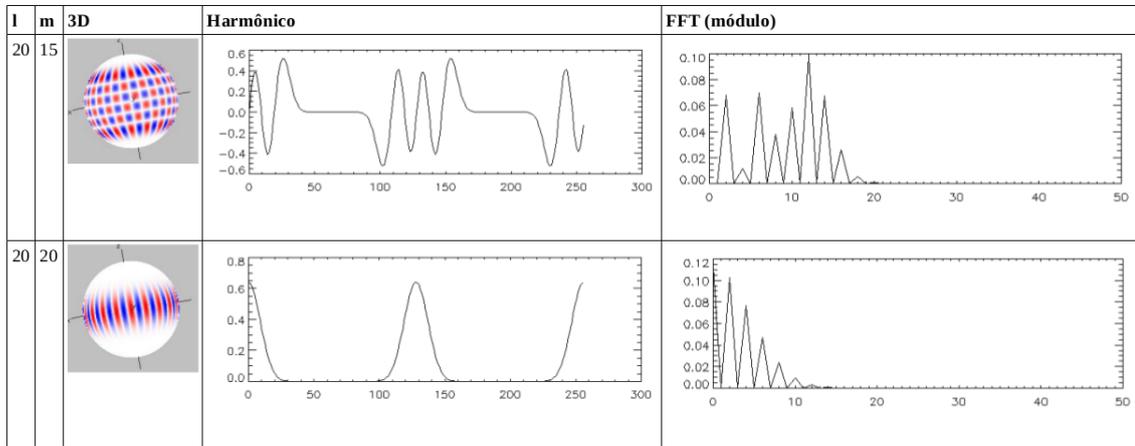


Figura 2.11: Gráfico da transformada dos harmônicos esféricos para alguns valores de l e m ; Fonte: o autor



Onde a visualização tridimensional dos harmônicos foi obtida através de um applet gráfico [30]. Nos gráficos dos harmônicos, o eixo das abcissas representa a posição no limbo, e o eixo das ordenadas pode ser interpretado como a intensidade, reproduzindo o comportamento ilustrado na visualização tridimensional. Observa-se que dependendo dos valores de l e m , o módulo da transformada do harmônico esférico não corresponde a um único pico.

2.6 A APROXIMAÇÃO DE COWLING E O CONFINAMENTO DOS MODOS

Em particular, soluções analíticas podem somente ser obtidas em poucos casos restritos [31]. Pode-se adotar uma aproximação, negligenciando a perturbação no potencial gravitacional $\tilde{\Phi}'$ nas equações (2.56) e (2.57) e descartando-se a equação (2.59). Esta aproximação é chamada aproximação de Cowling [32] e é aplicável com grande precisão para modos l e n altos. O problema é então reduzido a duas equações:

$$\frac{d\tilde{\xi}_r}{dr} = -\left(\frac{2}{r} + \frac{1}{\Gamma_1 p_0} \frac{dp_0}{dr}\right)\tilde{\xi}_r + \frac{1}{\varrho_0 c^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1\right), \quad (2.60)$$

$$\frac{d\tilde{p}'}{dr} = \varrho_0(\omega^2 - N^2)\tilde{\xi}_r + \frac{1}{\Gamma_1 p_0} \frac{dp_0}{dr}\tilde{p}', \quad (2.61)$$

A razão desta aproximação é [32] o grande número de mudanças de sinal da perturbação Φ' . Na solução da integral de Poisson, equação (2.25), as contribuições de diferentes posições r' no Sol tendem a se anular.

$$\Phi' = -G \int_V \frac{\varrho'(r', t)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV. \quad (2.62)$$

O efeito total é que torna Φ' pequeno. A eficiência da aproximação de Cowling foi confirmada computacionalmente para altos valores de l [33]. Mas para $l = 1$ o sistema total

deve ser aplicado [29].

As equações (2.60) e (2.61) podem ser reescritas da forma:

$$\frac{d\tilde{\xi}_r}{dr} = -\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{\Gamma_1} H_p^{-1}\right)\tilde{\xi}_r + \frac{1}{\rho_0 c^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1\right), \quad (2.63)$$

$$\frac{d\tilde{p}'}{dr} = \rho_0(\omega^2 - N^2)\tilde{\xi}_r - \frac{1}{\Gamma_1} H_p^{-1} \tilde{p}', \quad (2.64)$$

onde:

$$H_p^{-1} = -\frac{d \ln p_0}{dr}. \quad (2.65)$$

Aqui, H_p^{-1} é a chamada altura da escala de pressão. Para oscilações de alta ordem radial, as autofunções variam muito mais rapidamente do que as quantidades em equilíbrio, isto é, o lado esquerdo da equação 2.63 é muito maior do que o primeiro termo do lado direito [29]. Como uma aproximação, podemos desprezar os termos envolvendo somente quantidades em equilíbrio, e as equações 2.63 e 2.64 se reduzem a:

$$\frac{d\tilde{\xi}_r}{dr} = \frac{1}{\rho_0 c^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1\right)\tilde{p}', \quad (2.66)$$

$$\frac{d\tilde{p}'}{dr} = \rho_0(\omega^2 - N^2)\tilde{\xi}_r. \quad (2.67)$$

As equações (2.66) e (2.67) podem ser combinadas em uma única equação diferencial de segunda ordem para $\tilde{\xi}_r$. Negligenciando-se novamente as derivadas das quantidades em equilíbrio, o resultado é:

$$\frac{d^2 \tilde{\xi}_r}{dr^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{N^2}{\omega^2}\right) \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1\right) \tilde{\xi}_r \quad (2.68)$$

A equação (2.68) representa uma aproximação bastante limitada para as oscilações não radiais, sendo na prática aplicável a poucos casos. No entanto, esta equação é adequada para descrever propriedades gerais dos modos de oscilação, e de fato resulta em uma precisão razoável na determinação das frequências dos modos [29].

Com o intuito de analisar o comportamento das oscilações, podemos escrever a equação (2.68) como:

$$\frac{d^2 \tilde{\xi}_r}{dr^2} = -K(r)\tilde{\xi}_r, \quad (2.69)$$

onde:

$$K(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{N^2}{\omega^2}\right) \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1\right). \quad (2.70)$$

O comportamento local de $\tilde{\xi}_r$ depende do sinal de $K(r)$. Se $K(r)$ é positivo, $\tilde{\xi}_r$ é

localmente uma função oscilatória de r , e se $K(r)$ é negativo, $\tilde{\xi}_r$ é localmente uma função exponencial de r crescente ou decrescente. A solução pode ser expressa aproximadamente como:

$$\tilde{\xi}_r \sim \cos\left(\int K^{\frac{1}{2}} dr + \phi\right), \quad K > 0, \quad (2.71)$$

onde ϕ é uma fase a ser determinada pelas condições de contorno e:

$$\tilde{\xi}_r \sim \exp(\pm \int |K|^{\frac{1}{2}} dr + \phi), \quad K < 0. \quad (2.72)$$

De acordo com esta descrição [29], a solução é oscilatória quando:

$$o1) \quad |\omega| > |N| \quad \text{e} \quad |\omega| > |S_l| \quad (2.73)$$

ou

$$o2) \quad |\omega| < |N| \quad \text{e} \quad |\omega| < |S_l|, \quad (2.74)$$

e é exponencial quando:

$$e1) \quad |N| < |\omega| < |S_l| \quad (2.75)$$

ou

$$e2) \quad |S_l| < |\omega| < |N|. \quad (2.76)$$

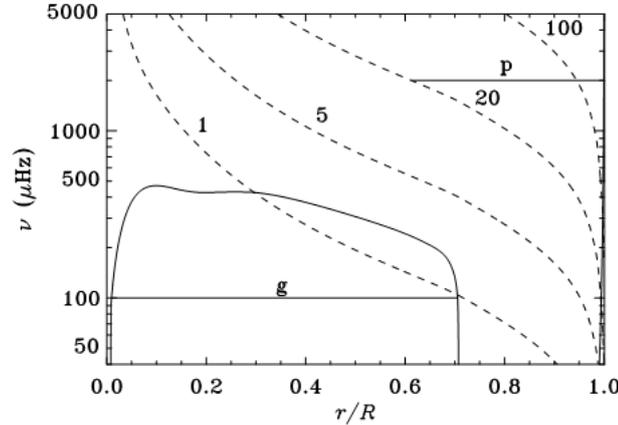
Para um dado modo de oscilação, podem existir regiões onde a solução oscila de acordo com o critério *o1)* ou *o2)*, com regiões intermediárias onde a solução é exponencial. Em geral uma das regiões oscilatorias é dominante, com as soluções decaindo exponencialmente para fora dela [29]. Esta solução é dita confinada nesta região, e sua frequência é determinada pela estrutura do modelo da região de confinamento. Os limites da região de confinamento são os pontos onde $K(r) = 0$, os chamados pontos de retorno. A região de confinamento é também chamada de cavidade ressonante [21].

Com base nas condições para a solução oscilatória, são definidas duas classes de modos:

- Modos que satisfazem a condição *o1)* chamados de modos p
- Modos que satisfazem a condição *o2)* chamados de modos g

Na figura 2.12 podem ser observadas as típicas regiões confinadas para um modo p e um modo g para o modelo solar padrão, assim como o comportamento das frequências características S_l e da frequência de Brunt-Väisälä N .

Figura 2.12: Gráfico de ν em relação a r/R para um modelo do Sol atual; em destaque estão as frequências N (linha contínua) e S_l (linhas pontilhadas); as linhas horizontais mais fortes indicam um modo g com frequência $\nu = 100\mu Hz$ e um modo p com grau 20 e frequência $\nu = 2000\mu Hz$; Fonte: [29]



2.7 MODOS P E MODOS G

Os modos p estão confinados na região entre o ponto de retorno $r = r_t$ e a superfície. O ponto de retorno está localizado onde $S_l(r_t) = \omega$, ou

$$\frac{c^2(r_t)}{r_t^2} = \frac{\omega^2}{l(l+1)}. \quad (2.77)$$

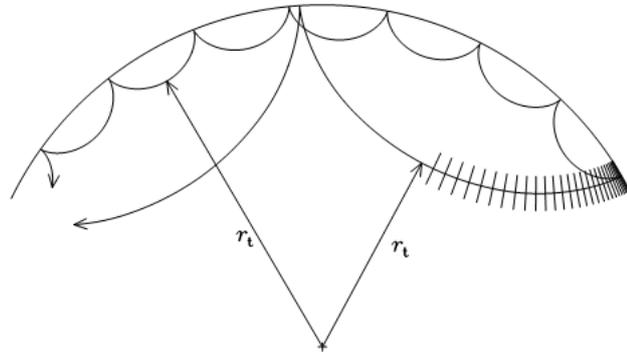
A equação (2.77) determina r_t como função de l . Para modos p, em particular os modos solares observados na região de 5 minutos, tipicamente $\omega \gg N$. Dessa forma, K pode ser aproximado para:

$$K(r) = \frac{1}{c^2}(\omega^2 - S_l^2). \quad (2.78)$$

De acordo com esta aproximação, a dinâmica dos modos p é determinada pela variação da velocidade do som com r . Esses modos são ondas acústicas estacionárias, cuja força restauradora é dominada pela pressão; daí provém a denominação modos p.

Um modo pode ser entendido como uma superposição de ondas sonoras se propagando. Conforme as ondas se propagam na estrela, as partes mais profundas da onda experimentam uma velocidade do som maior e portanto se propagam mais rapidamente. Este fenômeno está ilustrado na figura 2.13:

Figura 2.13: Propagação de ondas acústicas com frequência $\nu = 3mHz$ mas com $l = 30$ (onda que penetra mais profundamente) e $l = 100$ (onda se propagando próxima à superfície). As linhas ortogonais à trajetória indicam as frentes de onda; Fonte: [29]



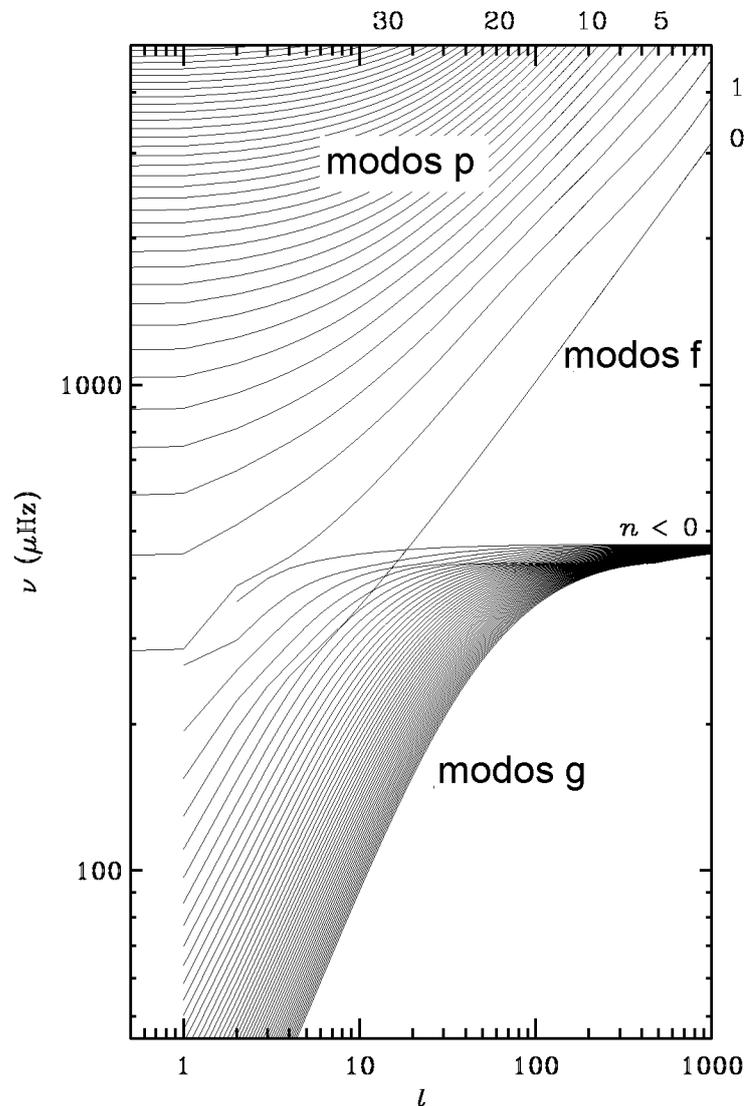
Para os modos g, os pontos de retorno são determinados pela condição $\omega = N$. Para modos g de ordem mais alta, tipicamente temos $\omega^2 \ll S_l^2$ e K pode ser aproximado como:

$$K(r) = \frac{1}{\omega^2} (N^2 - \omega^2) \frac{l(l+1)}{r^2}. \quad (2.79)$$

Neste caso a dinâmica é definida pela variação da frequência de Brunt-Väisälä com r . A gravidade, atuando na perturbação da densidade, é a força restauradora dominante, e por esta razão os modos g recebem esta denominação. Estes modos são ondas de gravidade confinadas.

Para compreender as propriedades básicas das oscilações é útil considerar resultados numéricos para cálculos das autofunções e autofrequências. A figura 2.14 mostra autofrequências calculadas por Christensen-Dalsgaard [29] para o modelo solar padrão, em função do grau l .

Figura 2.14: Frequências para como função do grau l computadas para um modelo solar padrão. Valores da ordem radial n também são mostrados; Fonte: [29] modificada por [21]



Observa-se na figura 2.14 a existência de dois grupos distintos de modos, com diferentes comportamentos de frequência em função de l . O conjunto de modos superior corresponde aos modos p, cuja força dominante é a pressão. Os modos com ordem radial 0 que apresentam comportamento similar ao dos modos p, são de fato fisicamente distintos; para l maior que aproximadamente 20 essas frequências são basicamente ondas de gravidade e são denominadas modos f. Finalmente, os modos do grupo de baixo correspondem aos modos g, onde a força restauradora é o empuxo. Para esses modos as frequências diminuem com o aumento do número de nós. O empuxo necessita da variação sobre as superfícies horizontais, portanto não existem modos g para oscilações esfericamente simétricas, isto é para $l = 0$ [21].

2.8 MODELOS TEÓRICOS PARA AS OSCILAÇÕES ESTELARES NO LIMBO

Nesta seção serão apresentados de forma breve alguns modelos teóricos que tentam explicar as oscilações estelares no limbo. Os modelos de Hill e de Buta e Smith surgiram no final da década de 1970, [34], [35]. Hill et al(1978) elaborou um modelo para as pulsações radiais não adiabáticas para as oscilações detectadas nas camadas externas do Sol. Buta e Smith (1979) elaboraram um modelo para oscilações não lineares adiabáticas para a estrela variável 53 Persei.

No final da década de 1990, Toutain et al (1999) desenvolveu um modelo baseado no modelo de Buta e Smith, porém aplicado ao Sol e considerando oscilações não radiais. Algumas previsões teóricas deste modelo foram confirmadas por observações feitas através do MDI/SOHO.

2.8.1 Modelo de Hill (1978)

Com o objetivo de estudar as oscilações solares e seu comportamento nas camadas exteriores do Sol, Hill et al(1978) calcularam um conjunto de soluções para pulsações radiais [34]. As oscilações foram consideradas radiais e não adiabáticas. A estrutura das oscilações foi determinada através de comparações entre observações e combinações lineares das soluções. Desse modo, combinações aproximadas foram obtidas de modo a se adequar aos resultados observacionais sem a necessidade da aplicação de condições de fronteira derivadas de considerações teóricas.

Como consequência, foi possível estabelecer uma representação aproximada para a região da fotosfera solar, que especifica as condições de fronteira necessárias na teoria de pulsações lineares para tornar as autofrequências consistentes com as observações.

As soluções obtidas por Hill et al (1978) não são válidas na região da cromosfera, onde as suposições consideradas no modelo não são válidas. Entretanto, os resultados obtidos por este modelo foram uma importante fonte de informações sobre as propriedades de transmissão e reflexão das camadas exteriores da atmosfera solar.

2.8.2 Modelo de Buta e Smith (1979)

Buta e Smith (1979) desenvolveram um modelo teórico para explicar as oscilações estelares não lineares adiabáticas de grau baixo, e então aplicaram este modelo aos dados obtidos das observações da estrela variável 53 Persei [35].

Ao analisar as variações da luz na estrela 53 Persei, foram considerados apenas efeitos de primeira ordem. Também considerou-se que oscilações radiais são caracterizadas pelos harmônicos esféricos, com dependência temporal;

Foram considerados três efeitos principais contribuindo para a variabilidade da luz: o efeito geométrico decorrente das mudanças de direção das normais superficiais dos elementos de área da estrela; o efeito de borda decorrente das variações das áreas projetadas dos elementos

de área elementos; e o efeito decorrente da compressão e rarefação do gás que causa variações de temperatura.

Com base nessas hipóteses, Buta e Smith (1979) obtiveram expressões para as perturbações de intensidade de fluxo luminoso. A atmosfera estelar foi modelada como uma superfície de corpo negro.

Para longos períodos de observação, a compressão causada pelos movimentos horizontais das ondas são previstas como a principal fonte de variações de luz. No entanto, as amplitudes previstas por este modelo foram uma ordem de grandeza maiores do que as observadas.

Este modelo foi importante do ponto de vista histórico, pois a estrela 53 Persei foi a primeira a ter suas variações fotométricas e espectroscópicas explicadas pela teoria das pulsações não radiais.

2.8.3 Modelo de Toutain (1998)

Com base no modelo de Buta e Smith (1979), Toutain et al (1999) desenvolveu um modelo para o Sol, no qual derivaram expressões analíticas para perturbações emergentes de intensidade e fluxo luminoso, devido a oscilações não radiais, considerando a esfericidade das camadas exteriores [36].

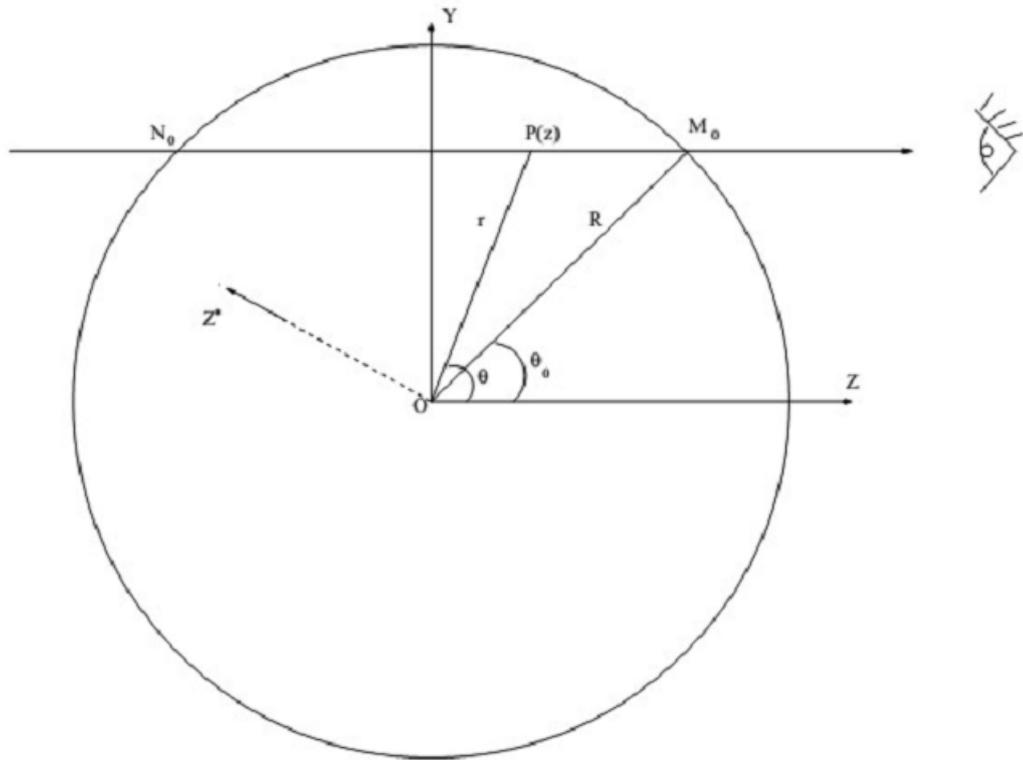
Este modelo leva em conta as seguintes considerações:

- A atmosfera é considerada plano-paralela no cálculo da intensidade emergente;
 - Acoplamento adiabático entre modos g e convecção é negligenciado;
 - Amplitudes dos modos g foram calculadas assumindo-se a equipartição da energia;
- As expressões foram obtidas utilizando-se as formulações euleriana e lagrangiana.

Mostrou-se a equivalência entre as duas formulações e a consistência da aproximação plano-paralela com esses resultados.

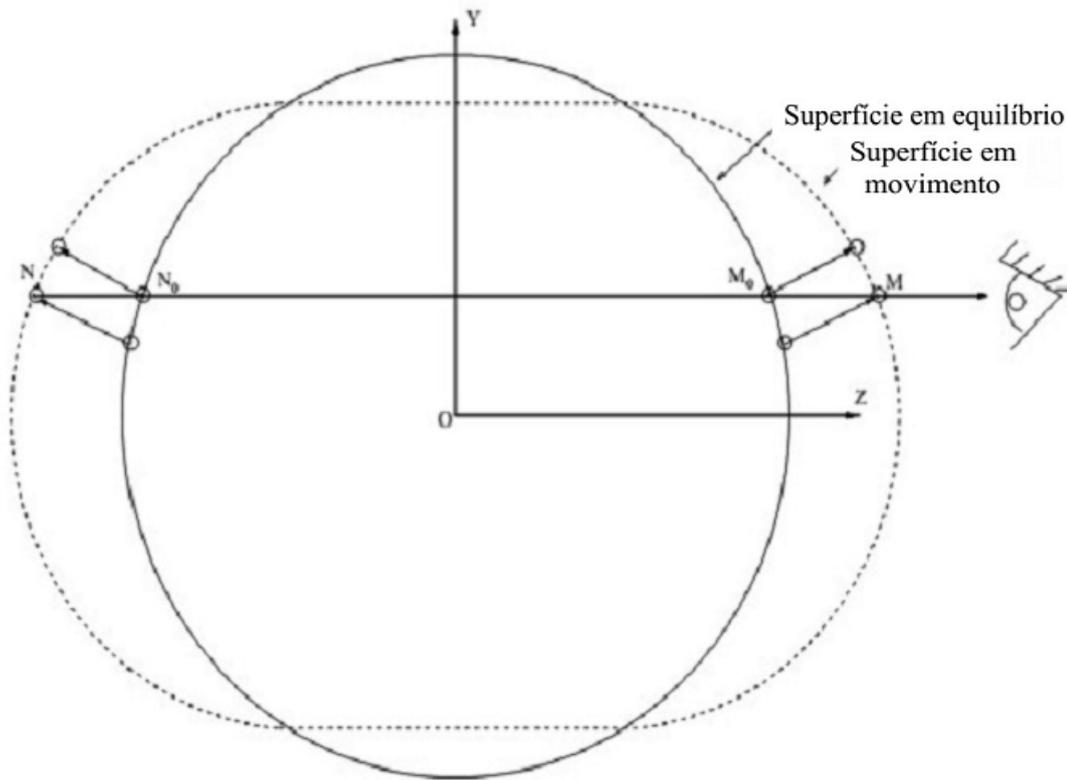
Inicialmente, considerou-se o Sol em equilíbrio. A figura 2.15 mostra a configuração do sistema na condição de equilíbrio. O sistema de coordenadas $OXYZ$ é centrado no Sol, e o eixo Z^* é o eixo de rotação solar. A linha de visada do observador corta a superfície nos pontos M_0 e N_0 . O segmento OM_0 possui comprimento R , que é o raio do Sol, e faz um ângulo θ_0 com o eixo Z , que por sua vez é paralelo à linha de visada do observador. O ponto $P(z)$ representa um ponto qualquer situado na linha de visada, entre os pontos M_0 e N_0 . Este ponto situa-se a uma distância r do centro e faz um ângulo θ com o eixo Z .

Figura 2.15: Configuração da condição de equilíbrio para o modelo de Toutain; Fonte: [36]



Quando a estrela oscila, a superfície é levemente distorcida, e a matéria que contribui para o fluxo total não está mais limitada entre M_0 e N_0 , mas entre $M(t)$ e $N(t)$, de acordo com a figura 2.16.

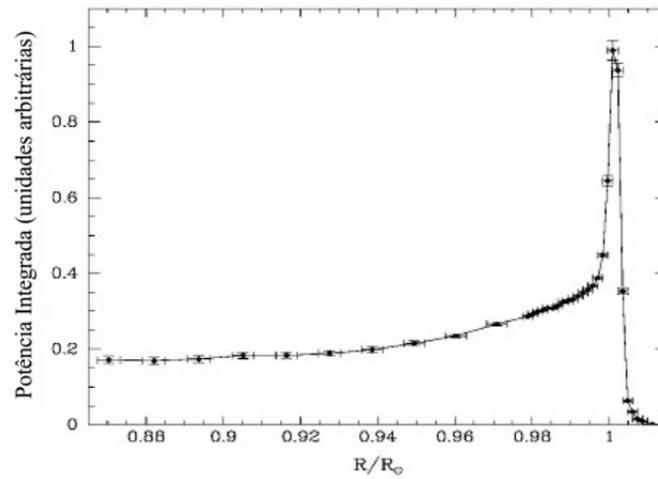
Figura 2.16: Distorção da superfície da estrela quando ocorre uma oscilação; Fonte: [36] modificada pelo autor



Os resultados numéricos obtidos por este modelo mostram que, para a região mais próxima do limbo solar, os modos p de grau baixo e os modos g apresentam amplitudes de intensidade muito maiores do que o previsto por outros modelos até então desenvolvidos. Os modos g não foram até hoje detectados, mas para os modos p existem evidências observacionais deste efeito.

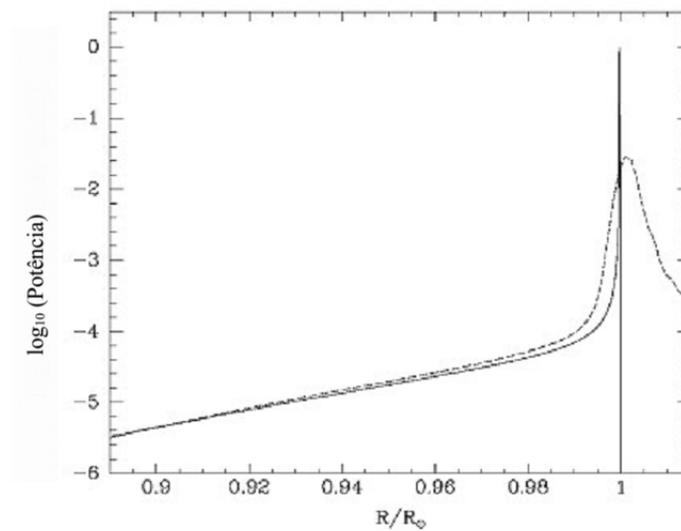
Toner e Jefferies (1999), com base em dados obtidos pelo MDI, determinaram a variação da intensidade com a profundidade no Sol [37], [38]. Este resultado é mostrado na figura 2.17.

Figura 2.17: Variação da intensidade do sinal com a profundidade no Sol; Fonte: [38] modificada pelo autor



Observa-se na figura 2.17 um grande aumento na intensidade do sinal na região do limbo. Este fenômeno confirmou as previsões teóricas do modelo de Toutain. A figura 2.18 mostra a previsão teórica para os modos g. A mesma previsão também se aplica aos modos p de grau baixo.

Figura 2.18: Previsão teórica para a variação da intensidade do sinal com a profundidade no Sol para os modos g, onde a linha contínua representa a previsão do modelo de Toutain e a linha tracejada representa uma estimativa baseada nas observações do MDI; Fonte: [38] modificada pelo autor



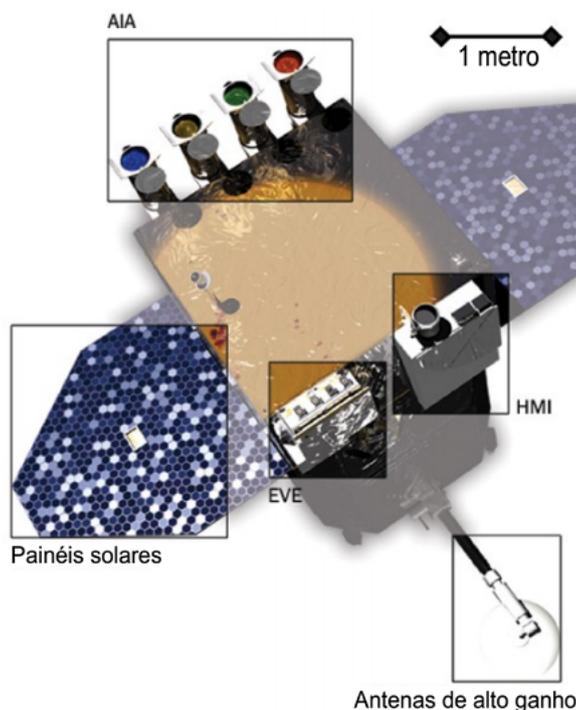
3 HELIOSEISMIC AND MAGNETIC IMAGER (HMI)

3.1 Solar Dynamics Observatory (SDO)

O SDO (*Solar Dynamics Observatory*) é uma missão espacial lançada pela NASA (*National Aeronautics and Space Administration*) em 11 de fevereiro de 2010 [39]. Esta missão faz parte do programa *Living With a Star* (LWS), que tem por objetivo entender as causas da variabilidade solar e seus impactos na Terra.

É constituído de três instrumentos: AIA (*Atmospheric Imaging Assembly*), EVE (*Extreme Ultraviolet Variability Experiment*) e HMI (*Helioseismic and Magnetic Imager*). O AIA é um conjunto de quatro telescópios que observam a superfície e a atmosfera do Sol. O EVE mede flutuações na radiação ultravioleta proveniente do Sol. O HMI mapeia campos magnéticos e de velocidade na superfície do Sol. O esquema geral do SDO e a disposição dos seus instrumentos é mostrada na figura 3.1

Figura 3.1: Instrumentos integrantes do SDO; Fonte: [40] modificada pelo autor



3.2 FUNCIONAMENTO BÁSICO DO HMI

O principal objetivo do HMI é estudar a origem da variabilidade solar e caracterizar e entender o interior solar e as várias componentes da atividade magnética [41].

O HMI produz basicamente quatro tipos de dados: dopplergramas (mapas da velocidade superficial solar), filtrogramas contínuos (fotografias utilizando-se filtros para determina-

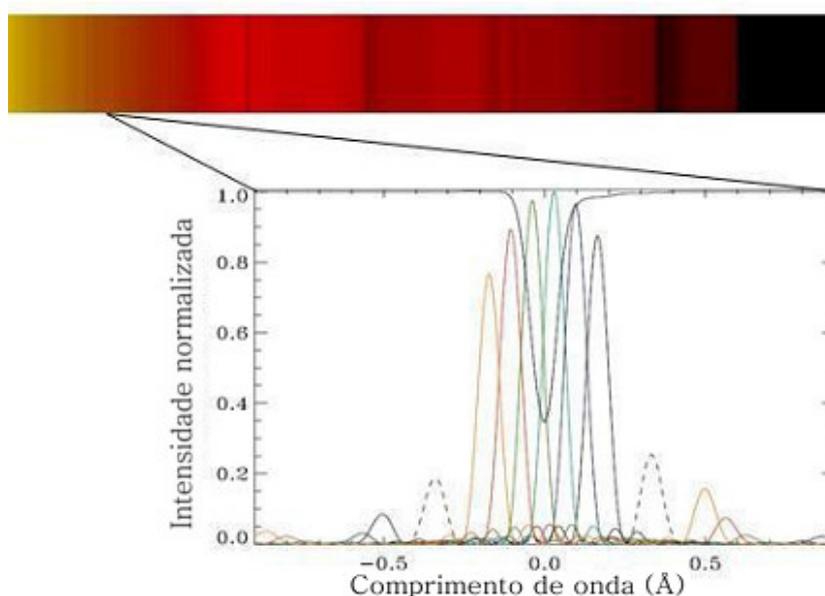
dos comprimentos de onda da fotosfera solar) e magnetogramas (mapas do campo magnético da fotosfera) vetoriais e de linha de visada.

O projeto do HMI foi baseado em seu antecessor, o MDI (*Michelson Doppler Imager*). O HMI observa todo o disco solar na linha de absorção do Ferro I de comprimento 6173 \AA , com resolução de 1 segundo de arco. É constituído basicamente de um telescópio refrator, um seletor de polarização, um sistema de estabilização de imagem, um filtro de banda estreita, e duas cameras CCD (*Charge-Coupled Device*) de 4096×4096 pixels, gerando continuamente 55 Mb/s de dados.

Imagens são produzidas com uma cadência de aproximadamente 4 segundos para cada câmera, em uma sequência de ajustes e polarizações. Uma câmera é dedicada a sequências de campos Doppler e linha de visada a cada 45 s. A outra câmera é dedicada a sequências vetoriais de 90 s. Todas as imagens são enviadas para o *HMI/AIA Joint Science Operations Center* (JSOC), da Universidade de Stanford.

O HMI mede uma longa sequência de magnetogramas e dopplergramas. Cada mapa de movimento ou campo magnético é computado em solo pelo JSOC, em um conjunto de 12 imagens do Sol, cada uma obtida com uma diferente combinação de ajuste de comprimento de onda e direção de polarização. O ajuste de comprimento de onda comparado com a linha espectral de absorção solar escolhida é mostrada na figura 3.2. A linha preta no topo mostra o perfil espectral da linha do Ferro I de comprimento 6173 \AA no Sol. As linhas coloridas mostram o perfil do filtro de transmissão do HMI com espaçamento de ajuste de $7,6 \text{ pm}$.

Figura 3.2: Ajuste de comprimento de onda conforme a linha espectral de absorção escolhida; Fonte: [42] modificada pelo autor



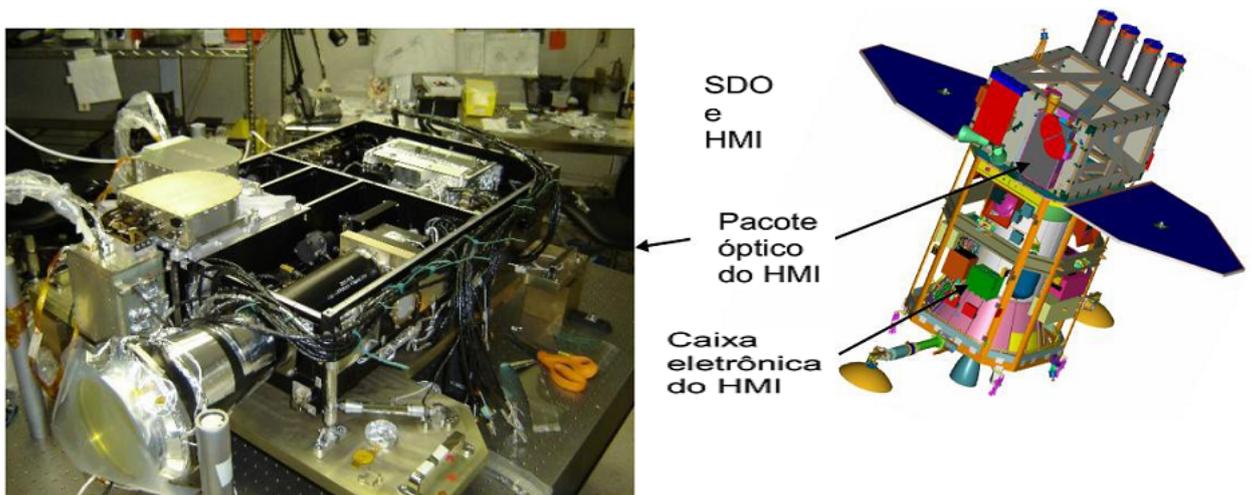
A linha pontilhada escura na figura 3.2 é o perfil usado para o filtrograma contínuo. Uma imagem é feita para cada ajuste e os resultados são usados para calcular a intensidade

da velocidade e do campo magnético a cada pixel. O seletor de polarização necessário para medidas de campo magnético é um conjunto de polarizadores que podem ser rotacionados em diferentes ângulos para detecção de diferentes parâmetros de polarização (chamados de parâmetros de Stokes I, Q, U, V).

3.3 ESTRUTURA INTERNA DO HMI

O HMI consiste basicamente em duas partes: a caixa eletrônica e o pacote óptico. A figura 3.3 mostra o esquema geral do HMI dentro do SDO.

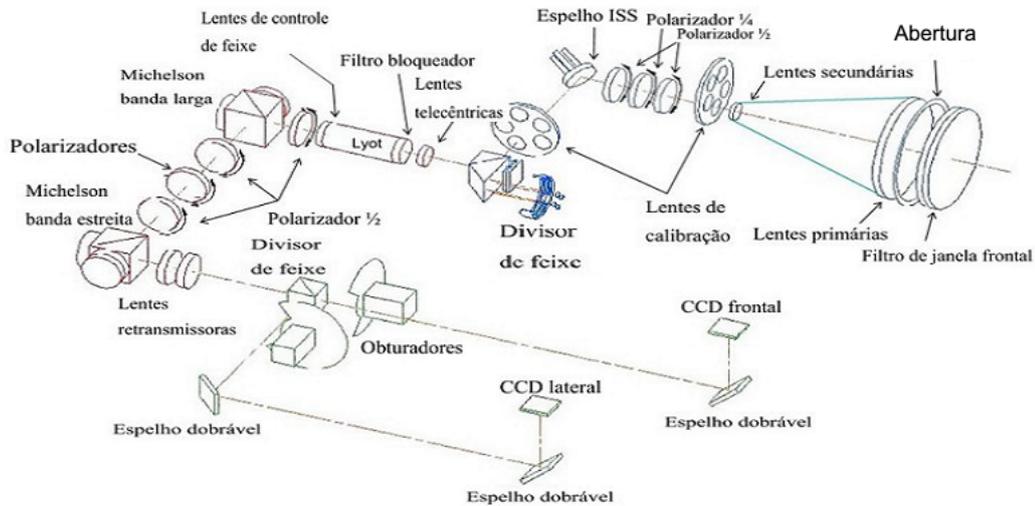
Figura 3.3: Esquema do HMI; Fonte: [42] modificada pelo autor



O pacote óptico consiste basicamente em um filtro de janela frontal, um telescópio, um conjunto de polarizadores, um sistema de estabilização de imagem (*ISS - Image Stabilization System*), um filtro bloqueador, um filtro de Lyot de cinco estágios com um elemento ajustável e dois interferômetros de Michelson. A caixa eletrônica contém duas câmeras CCD e seus componentes eletrônicos associados [43].

A figura 3.4 mostra uma visão geral do caminho óptico do HMI. A luz solar atravessa o instrumento a partir da janela frontal até as câmeras CCD.

Figura 3.4: Visão geral do caminho óptico do HMI; Fonte: [43] modificada pelo autor

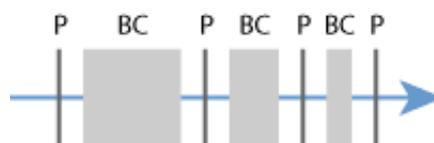


A janela frontal é um filtro de 50 \AA que reflete a maior parte da luz solar incidente. Segue-se um telescópio refrator de 14 cm de diâmetro constituído de uma lente primária e uma lente secundária. Dois mecanismos de ajuste de foco e calibração, e um espelho para estabilização da imagem estão localizados entre o telescópio e o divisor de feixe polarizado que alimenta o filtro ajustável. Este filtro está montado em um forno cuja temperatura é precisamente controlada, e contém os seguintes elementos: lente telecêntrica para correção de efeitos de perspectiva, filtro bloqueador, um filtro de Lyot, lentes de controle de feixe e dois interferômetros de Michelson. Após o forno existe um divisor de feixe que alimenta dois obturadores, e após passar por eles o sinal luminoso chega às câmeras CCD.

3.3.1 Filtro de Lyot

O filtro de Lyot é um tipo de filtro óptico, isto é, um dispositivo óptico com uma potência de transmissão dependente do comprimento de onda. Foi desenvolvido pelo astrônomo francês Bernard Lyot (1897- 1952). Consiste em uma sequência de placas cristalinas birrefringentes (que apresentam o efeito da dupla refração) e polarizadores. O eixo birrefringente de cada cristal é orientado a 45° do eixo dos polarizadores [44]. A figura 3.5 mostra o esquema de um filtro de Lyot.

Figura 3.5: Filtro de Lyot composto por cristais birrefringentes (BC) e polarizadores (P); Fonte: [44]



O filtro de Lyot utilizado no HMI é composto de cinco elementos. Cada elemento funciona como um filtro individual, e é composto de cristais e polarizadores.

A tabela 3.1 mostra a largura à meia altura dos diferentes filtros que compõe o HMI. Cada elemento do filtro de Lyot é listado separadamente.

Tabela 3.1: Tabela mostrando a largura à meia altura nominal dos filtros do HMI

Sistema	Largura à meia altura
Janela frontal	50 Å
Filtro bloqueador	8 Å
Lyot E2	0,69 Å
Lyot E3	1,38 Å
Lyot E4	2,76 Å
Lyot E5	5,52 Å
Lyot E1	344 Å
Michelson Banda Larga	172 mÅ
Michelson Banda Estreita	86 mÅ
Sistema de filtros completo	76 mÅ

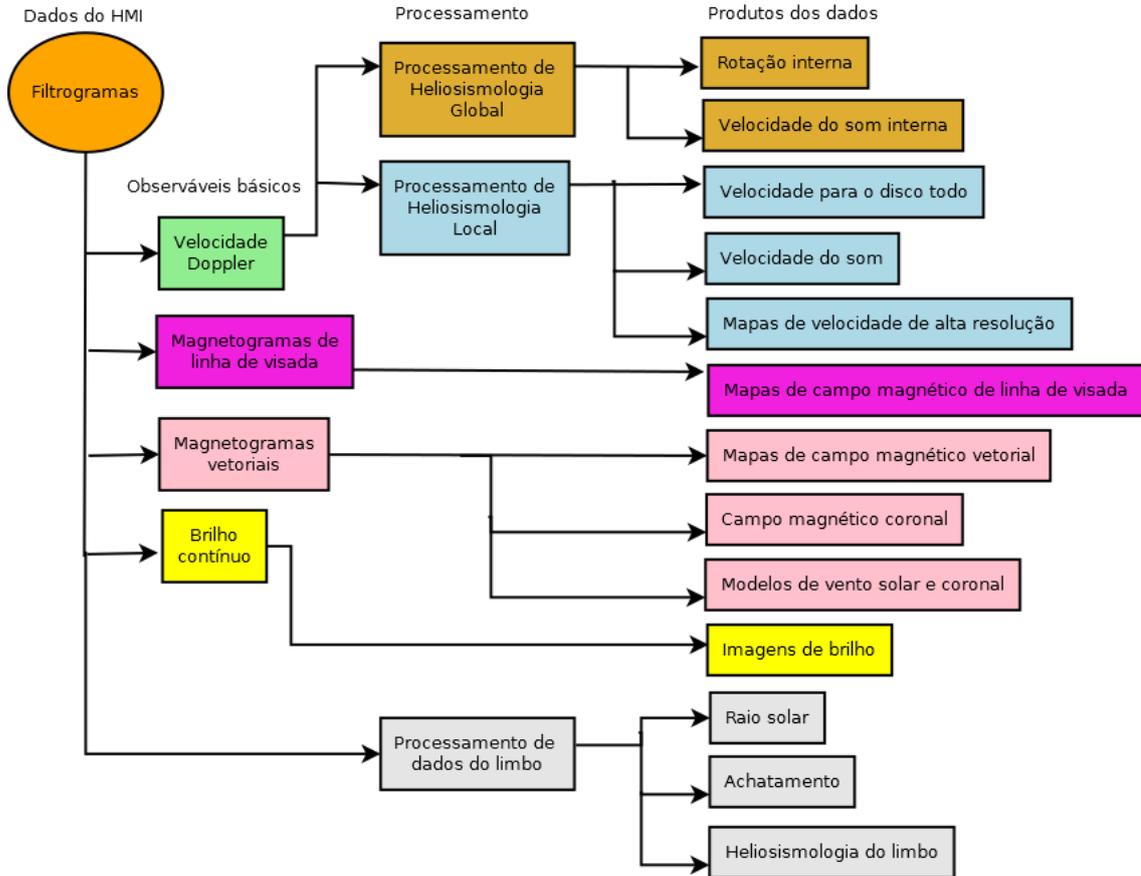
3.4 PROCESSAMENTO DOS DADOS

O grande fluxo de dados gerados pelo HMI deve ser analisado e interpretado com o uso de ferramentas avançadas que permitam o estudo de grandes quantidades de medidas. Também é essencial garantir o armazenamento e o acesso a essas informações. A responsabilidade pelos dados produzidos pelo AIA e pelo HMI é do *HMI/AIA Joint Science Operations Center* (JSOC). O JSOC consiste de três componentes: *Instrument Operations Center* (IOC), *Science Data Processing Facility* (SDP) e *AIA Visualization Center* (AVC). O SDP fornece um sistema de arquivamento dos dados do HMI e do AIA, possibilitando o acesso aos dados [45].

O HMI obtém filtrogramas em várias posições na linha espectral de 6173 Å do Ferro I e um conjunto de polarizações com cadência regular durante toda a missão. Vários níveis mais altos de dados serão produzidos a partir desses filtrogramas. Os observáveis básicos são velocidade Doppler para o disco inteiro, indicadores de brilho contínuo, fluxo magnético de linha de visada e campo magnético vetorial. Eles estão disponíveis com completa resolução espacial e cadência de 45 segundos. A quantidade vetorial básica campo magnético é um vetor de 24 médias de filtrogramas (seis comprimentos de onda, quatro parâmetros de Stokes) tomados por 12 minutos.

O processamento e produção de informações a partir dos dados do HMI é feito através de um *pipeline*, que converte os observáveis básicos em dados científicos relevantes através de múltiplos passos. O esquema geral do *pipeline* é mostrado na figura 3.6.

Figura 3.6: *Pipeline* de processamento de dados do HMI; Fonte: [41] modificada pelo autor



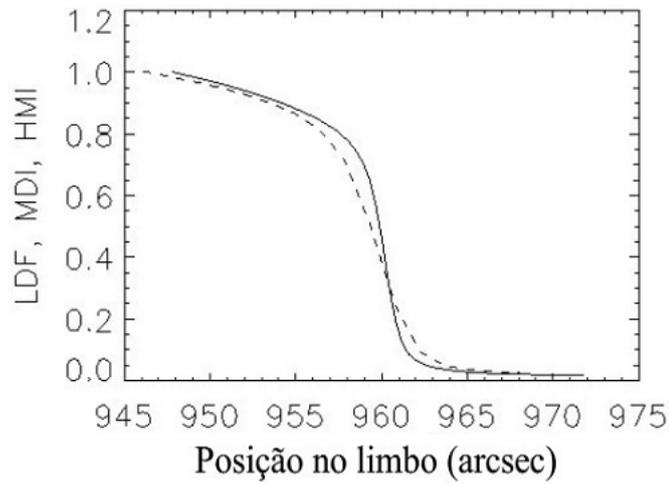
3.4.1 Processamento de dados do limbo

O *pipeline* do HMI reduz cada imagem (4K x 4K, aproximadamente 0,5 segundos de arco por pixel) em duas funções de saída, $\alpha(\theta)$ e $\beta(\theta)$, que descrevem o brilho no limbo e o deslocamento como função do ângulo central em torno do limbo, respectivamente [46]. Ao todo, são 128 posições do limbo mapeadas. Esta informação é extraída através do processo de binagem dos pixels do limbo. Este processo consiste na combinação do sinal de pixels adjacentes, obtendo maior velocidade de leitura e aumento da razão sinal/ruído, mas reduzindo a resolução espacial. O resultado deste procedimento é a função $L(r, \theta)$. Esta função é expressa como:

$$L(r, \theta) = [1 - \alpha(\theta)](r - \beta(\theta)) \quad (3.1)$$

A função $L(r, \theta)$ é chamada de função de escurecimento do limbo (*Limb Darkening Function* - LDF). Esta função representa a variação da intensidade luminosa observada conforme a posição no limbo. A figura mostra a função de escurecimento do limbo para o HMI (representada pela linha contínua) e para o MDI (representada pela linha tracejada).

Figura 3.7: Função de escurecimento do limbo para o HMI (linha contínua) e para o MDI (linha tracejada); Fonte: [46]



A equação 3.1 é linearizada e resolvida como um problema de mínimos quadrados para encontrar $\alpha(\theta)$ e $\beta(\theta)$. A função $L(r, \theta)$ é obtida dos pixels do limbo, enquanto a solução para $\alpha(\theta)$ e $\beta(\theta)$ é iterada enquanto $L(r, \theta)$ é ajustada a cada iteração por deslocamento dos pixels pelo $\beta(\theta)$ antes do processo de rebinagem. Após duas iterações, a solução para $L(r, \theta)$, $\alpha(\theta)$ e $\beta(\theta)$ converge.

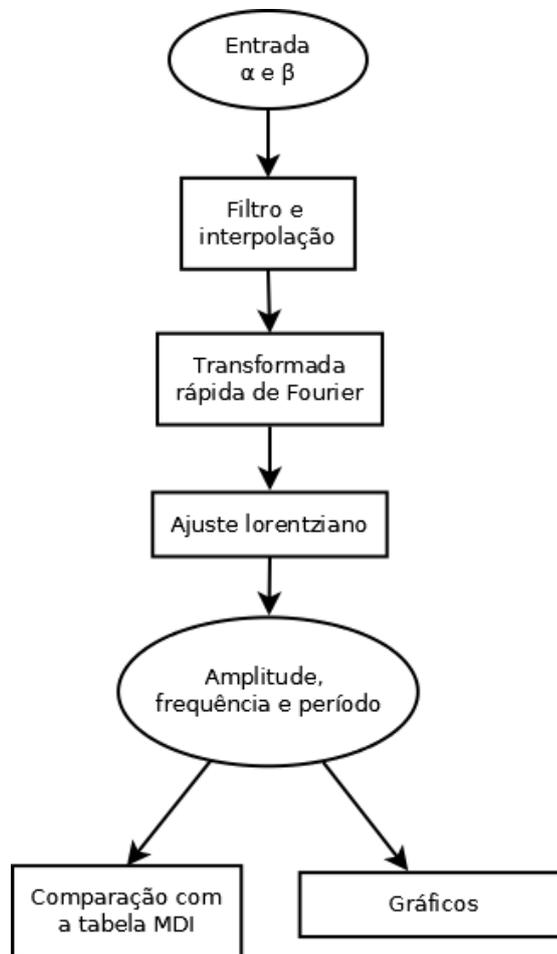
O *pipeline* expressa essas quantidades físicas como vetores na forma: $\alpha_m(\theta_k, t_j)$ e $\beta_m(\theta_k, t_j)$, onde os índices j , k e m representam tempo, ângulo e comprimento de onda/polarização, respectivamente.

4 METODOLOGIA

O ponto de partida da análise feita através deste trabalho são os vetores $\alpha_m(\theta_k, t_j)$ e $\beta_m(\theta_k, t_j)$, obtidos através do processamento de dados feito pelo *pipeline* descrito na sessão 3.4. Existe um α e um β para cada polarização e comprimento de onda.

Elaborou-se um programa utilizando-se o software IDL (*Interactive Data Language*) para analisar os dados. Um esquema geral do programa utilizado é mostrado na figura 4.1

Figura 4.1: Algoritmo do programa utilizado



O programa recebe como entradas o período de aquisição dos dados, câmera (1 ou 2) e FID (*Filtergram Identifier*). O FID é um identificador que contém a informação do comprimento de onda e da polarização para cada vetor de dados. Para cada conjunto de dados, o FID é calculado de acordo com a equação 4.1:

$$FID = 10000 + 10 * wl + pl, \quad (4.1)$$

onde wl e pl são os códigos definidos para comprimento de onda e polarização, respectivamente, conforme mostra a tabela 4.1.

Tabela 4.1: Tabela referente a codificação do comprimento de onda e polarização na composição do FID

Código wl	Comprimento de onda (mÅ)	Código pl	Polarização
0	Contínuo	0	1º modo A
5	-172	1	2º modo A
7	-103	2	3º modo A
9	-34	3	4º modo A
11	+34	4	I+Q
13	+103	5	I-Q
15	+172	6	I+U
		7	I-U
		8	I+V
		9	I-V

Para cada FID, o programa passa por uma etapa de filtragem dos dados, onde são eliminados todos os dados cujo desvio em relação à média é superior a 3 vezes o desvio padrão, além de eliminar dados obtidos durante manobras de correção da órbita do SDO. Após a filtragem, o programa efetua uma interpolação no conjunto de dados para evitar lacunas, e calcula a transformada rápida de Fourier e o espectro do α e do β . Com os vetores resultantes, elaborou-se o gráfico dos modos.

Inicialmente comparou-se os resultados do processamento dos dados do limbo obtidos pelo HMI com a análise dos dados do MDI feita por Schou et al (2002). Para esta comparação foram utilizados dados obtidos entre julho de 2012 e março de 2014 para os FIDs 10058 e 10098, ou seja, comprimentos de onda -172 mÅ e -34 mÅ , respectivamente, e polarização I+V para ambos os vetores. A análise considerou apenas os dados do vetor α e a câmera 1. Os FIDs 10058 e 10098 foram escolhidos porque representam comprimentos de onda deslocados em -172 mÅ e -34 mÅ respectivamente, representando portanto um comprimento de onda mais distante e um mais próximo da linha central do do Ferro I de comprimento 6173 Å .

Nesta análise foram considerados os dois FID separadamente. Os resultados obtidos a partir da análise de Fourier deste conjunto de dados foram posteriormente comparados com uma tabela obtida a partir da análise de dados do MDI realizada por Schou et al (2002). A tabela resultante desta análise continha as frequências dos modos de oscilação onde deveriam aparecer picos de potência, para cada valor de l e considerando $m = 0$. Usando esta tabela como base, efetuou-se um ajuste lorentziano nas curvas obtidas a partir da análise dos dados do HMI. Escolheu-se este ajuste porque no Sol, aparentemente as oscilações são excitadas es-

toasticamente, por flutuações essencialmente aleatórias devido ao movimento turbulento nas regiões externas da zona convectiva. Este processo, combinado com o decaimento exponencial, apresenta em média um espectro com o perfil Lorentziano [29].

A equação (4.2) define a chamada curva Lorentziana cuja largura à meia altura é η .

$$P(\omega) = \frac{1}{4} \frac{a_0^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \eta^2}. \quad (4.2)$$

O ajuste foi feito da seguinte maneira: a partir de frequência de referência obtida pela análise de Schou et al [47] a partir de dados do MDI, definiu-se um intervalo adequado. Dentro deste intervalo, procurou-se o ponto de máximo. A partir deste máximo, utilizou-se uma rotina do IDL que ajusta uma curva lorentziana. Esta rotina retorna o centro e a largura a meia altura da curva lorentziana. Durante esta etapa, constatou-se que o tamanho do intervalo necessário para ajustar a curva gaussiana aumentava de acordo com o valor de l .

Foram elaborados gráficos de amplitude em função da frequência e frequência em função de l . Para os gráficos de frequência em função de l , utilizou-se uma paleta de cores com as informações de amplitude, largura à meia altura e a diferença entre as frequências estimadas e as frequências do MDI. Com o objetivo de analisar a degenerescência dos modos, também elaborou-se um gráfico comparando os modos obtidos através da análise dos dados do HMI com resultados obtidos pelo GONG, para valores de m diferentes de zero.

A seguir efetuou-se a comparação dos resultados obtidos pelo processamento dos dados do limbo com resultados provenientes da análise de dados do GONG. Para esta comparação foram utilizados dados obtidos entre julho de 2012 e dezembro de 2014 para um total de 12 FIDs para os vetores α e β e para a câmara 2. Esta análise foi feita em parceria com pesquisadores do Instituto de Astronomia da Universidade do Havaí (IFA-UH).

Nesta etapa, foram analisados todos os FID sem distinção, para α e β . O programa utilizado incluiu filtros adicionais após a realização do ajuste lorentziano. Foram utilizados os dados do GONG como base para a determinação das frequências onde deveriam existir os picos de amplitude. Com base nessas frequências, também foram elaborados gráficos de amplitude em função da frequência e frequência em função de l . Para os gráficos de frequência em função de l , também foi utilizada uma paleta de cores com as informações de amplitude, largura à meia altura e a diferença entre as frequências estimadas e as frequências do GONG. Os resultados obtidos para a largura à meia altura foram comparados com alguns resultados encontrados na literatura.

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

5.1 COMPARAÇÃO COM A ANÁLISE DE SCHOU ET AL (2002) BASEADA EM DADOS DO MDI

Neste seção, os resultados sempre se referem aos dados por meio do identificador FID. Em particular, a análise foi feita para os FIDs 10058 e 10098. Cada FID representa um comprimento de onda e uma polarização diferente, de acordo com a tabela 4.1. O FID 10058, por exemplo, representa o comprimento de onda deslocado de -172 m\AA em relação à linha central do Ferro I de comprimento 6173 \AA e polarização circular I+V. De maneira similar, o FID 10098 indica o comprimento deslocado de -34 m\AA em relação à linha central do Ferro I de comprimento 6173 \AA e polarização circular I+V. Todos os valores de l serão considerados apenas para $m = 0$, para efeito de comparação com a análise de [47].

Após o cálculo da FFT para o vetor α , o vetor bidimensional resultante da transformada pode ser visualizado como uma imagem. Esta imagem é o gráfico dos modos, que pode ser comparado com os resultados da análise dos dados do MDI [47]. O trabalho descrito em [47] fez uso de dopplergramas obtidos pelo MDI, enquanto a análise do presente estudo utiliza-se de informações obtidas dos filtrogramas provenientes do HMI. Esta comparação é mostrada nas figuras 5.1 e 5.2. A figura 5.1 mostra o gráfico dos modos para o FID 10058, enquanto a figura 5.2 representa o gráfico da frequência em função de l para a análise do MDI em vermelho sobre o gráfico dos modos. Essas figuras mostram a concordância entre ambas as análises. Para o FID 10098 foram obtidos resultados semelhantes.

Figura 5.1: Gráfico dos modos com os dados do limbo solar para o FID 10058; Fonte: o autor

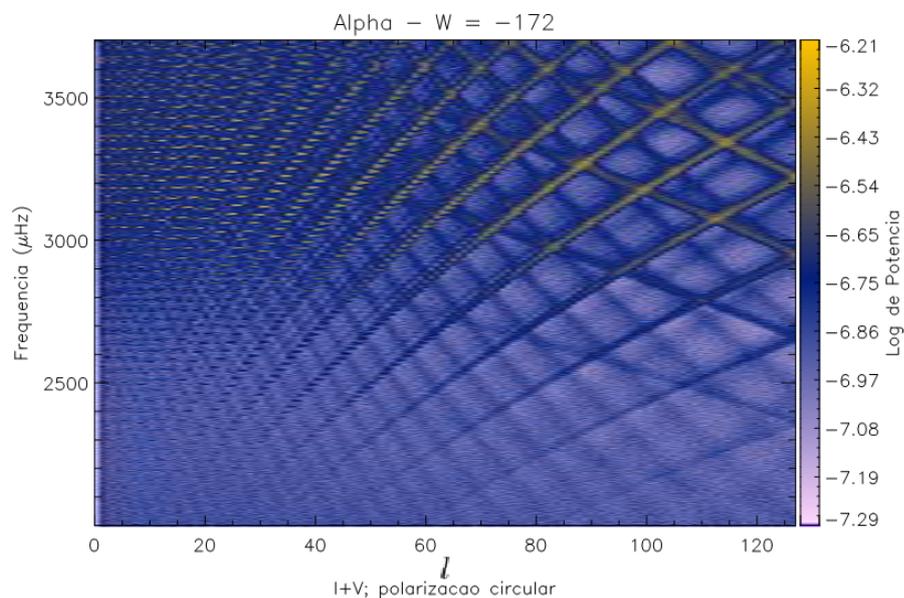
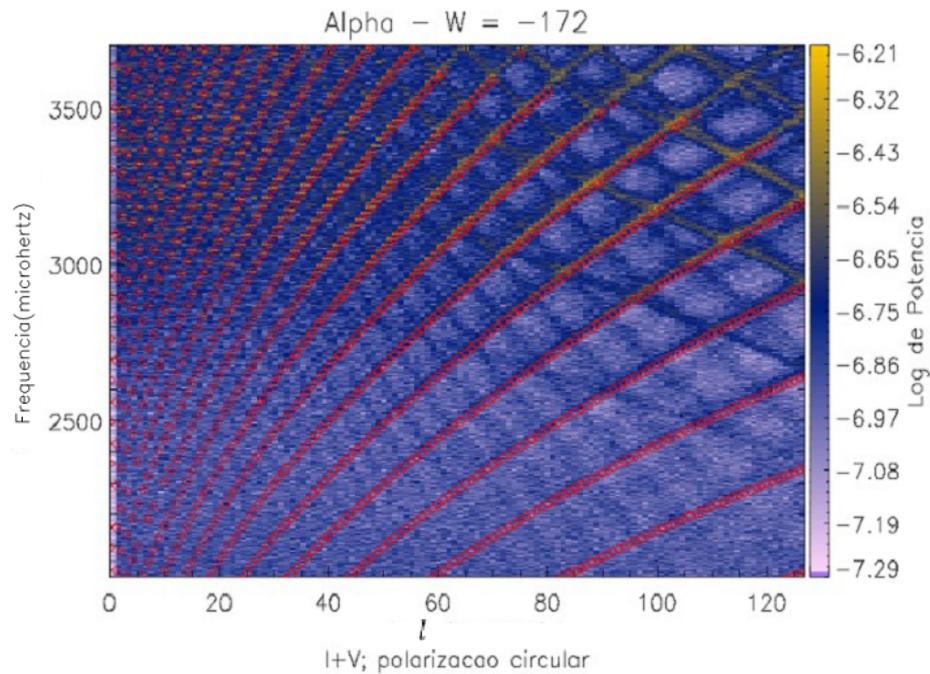
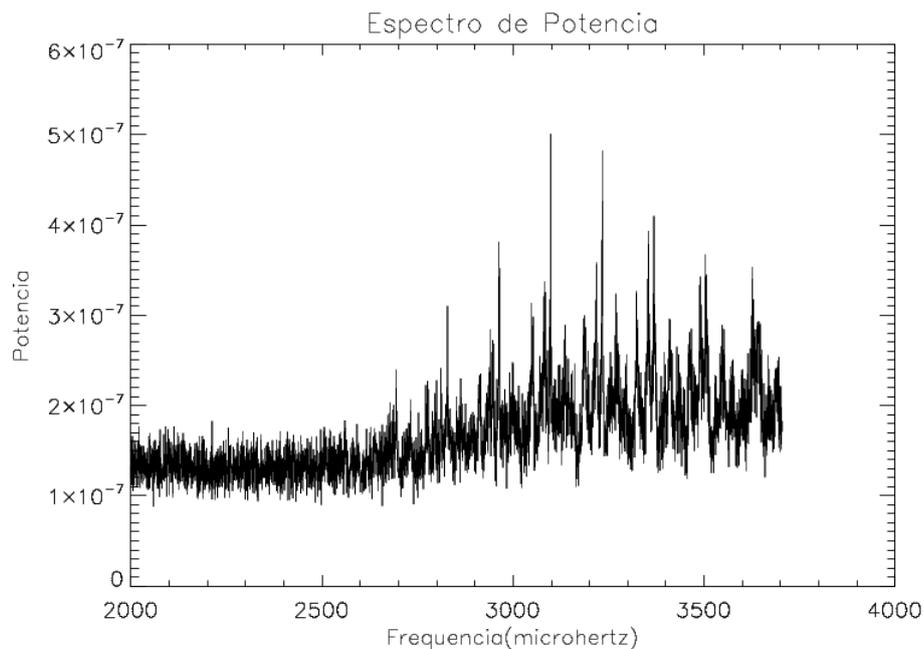


Figura 5.2: Comparação do gráfico dos modos com os dados do limbo solar para o FID 10058 onde os pontos em vermelho indicam os resultados da análise de Schou et al (2002); Fonte: o autor



Na figura 5.3 pode-se observar o gráfico da potência em função da frequência para o FID 10058. Para o FID 10098 os resultados são similares.

Figura 5.3: Gráfico da potência em função da frequência para o FID 10058; Fonte: o autor



Pode-se notar na figura 5.3 a presença de vários picos de potência para determinadas frequências. Essas frequências para as quais são identificados os picos correspondem às frequências características dos modos p.

Para determinar essas frequências, foram utilizadas como referências as frequências obtidas pela análise de Schou et al (2002) para efetuar um ajuste lorentziano. Este ajuste foi feito do seguinte modo: a partir da frequência de referência, definiu-se um intervalo. Dentro deste intervalo, procurou-se o ponto de máximo. A partir deste máximo, utilizou-se uma rotina do IDL que ajusta uma curva lorentziana. Esta rotina retorna o centro e a largura a meia altura da curva lorentziana, que pode ser utilizada para determinar a magnitude do erro das medidas. Considerou-se como limite para a separação de dois picos muito próximos o valor dado pela relação $\delta\nu \simeq 1/T$, onde T é o tamanho da série temporal [29]. Para o período de aquisição dos dados do limbo pelo HMI (aproximadamente 603 dias), a estimativa para a largura mínima do pico é de $0,02\mu Hz$. Como limite máximo para a largura à meia altura, adotou-se o valor de 1% da frequência. Alguns ajustes podem ser vistos nas figuras 5.4, 5.5 e 5.6.

Figura 5.4: Alguns ajustes lorentzianos para $l=1$ e FID 10058; Fonte: o autor

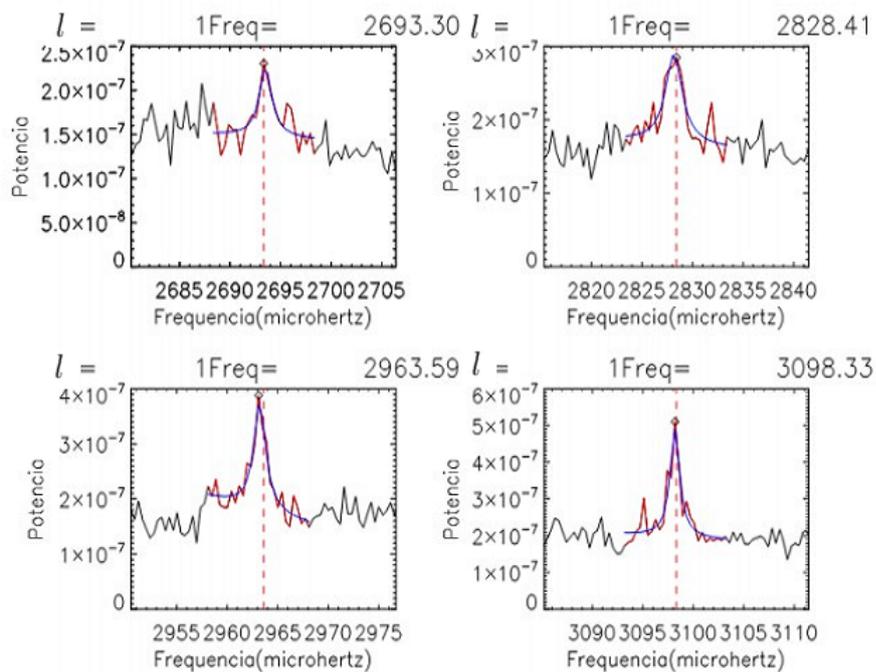


Figura 5.5: Alguns ajustes lorentzianos para $l=63$ e FID 10058; Fonte: o autor

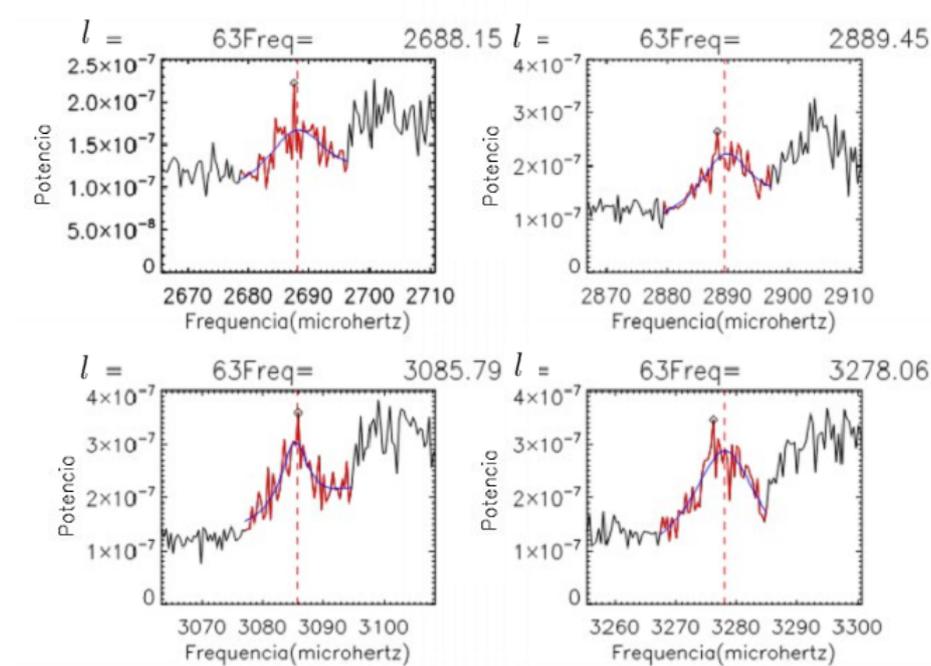
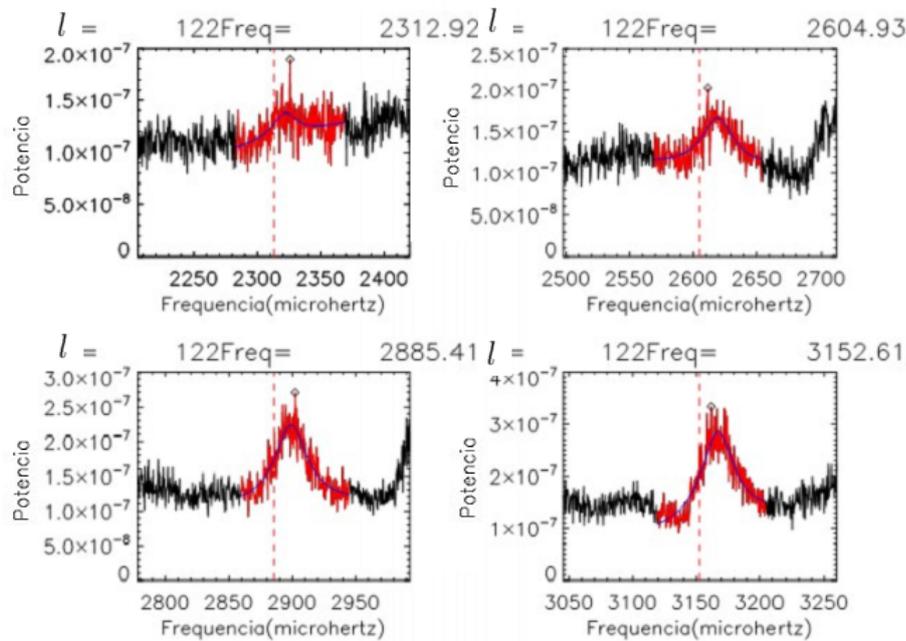


Figura 5.6: Alguns ajustes lorentzianos para $l=122$ e FID 10058; Fonte: o autor



Nas figuras 5.4, 5.5 e 5.6, a linha tracejada representa a frequência de referência. A partir desta frequência, definiu-se um intervalo, indicado nas figuras em vermelho. O tamanho do intervalo variou de acordo com l . Dentro deste intervalo, procurou-se o ponto de máximo. A partir deste ponto de máximo, efetuou-se o ajuste lorentziano, indicado em azul. Através do ajuste lorentziano, foram obtidos os valores da frequência, amplitude e largura à meia altura

associados a cada curva.

Nas regiões de l intermediário ($l \sim 63$) ocorre o surgimento de dois picos próximos à linha que indica a frequência de referência. O surgimento deste segundo pico está associado ao reflexo da parte negativa da transformada de Fourier dos dados.

As figuras 5.7 a 5.9 mostram alguns gráficos obtidos a partir da análise de Schou et al (2002). O gráfico mostrado na figura 5.7 mostra a frequência em função do l , com a escala de cores representando a amplitude. Na figura 5.8, a escala de cores representa a largura à meia altura (FWHM - *Full Width at Half Maximum*). Na figura 5.9 é mostrado o gráfico da amplitude pela frequência, mostrando a existência de um pico aproximadamente entre as frequências 2800 e $3200 \mu Hz$.

Figura 5.7: Gráfico da frequência em função de l para a análise de Schou et al (2002) com a escala de cores representando a amplitude; Fonte: o autor

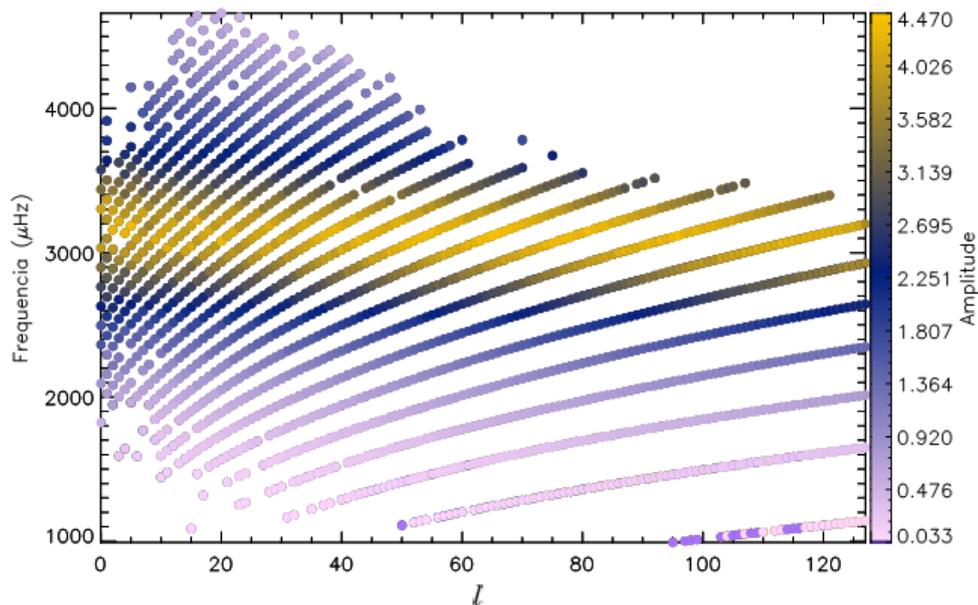


Figura 5.8: Gráfico da frequência em função de l para a análise de Schou et al (2002) com a escala de cores representando a largura à meia altura; Fonte: o autor

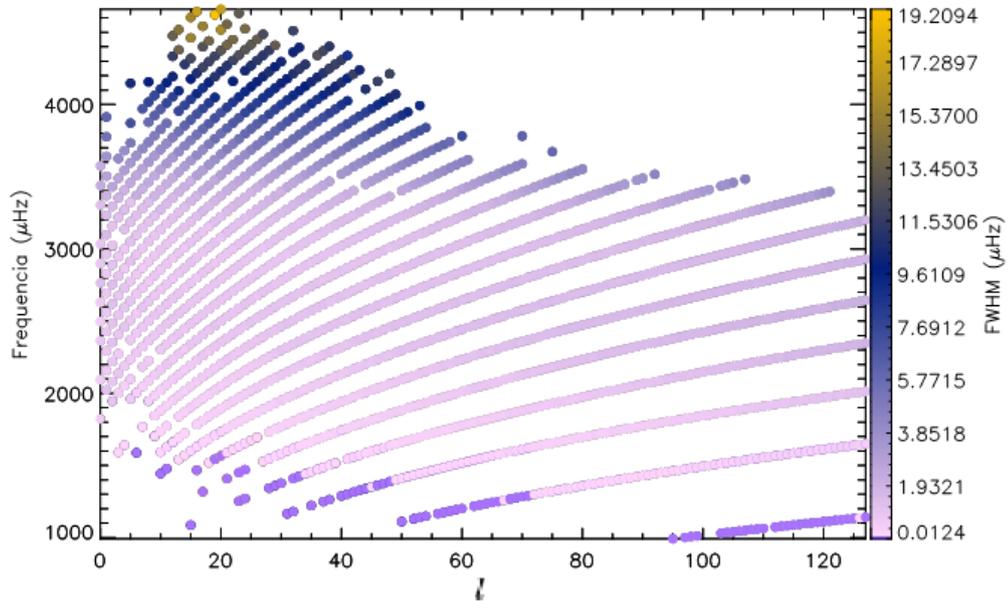
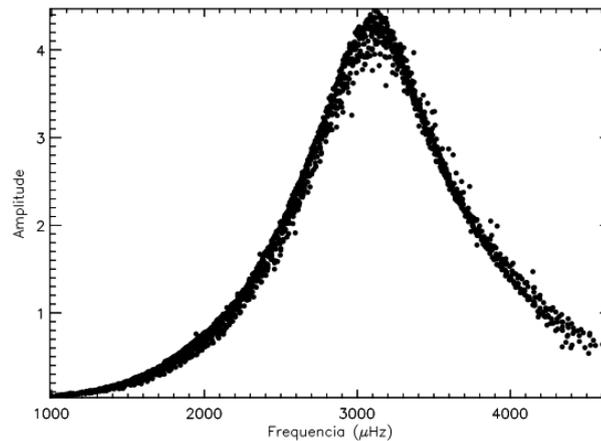


Figura 5.9: Gráfico da amplitude em função da frequência para a análise de Schou et al (2002); Fonte: o autor



As figuras 5.10 a 5.12 mostram os gráficos similares para a análise dos dados do limbo, para o FID 10058. Na figura 5.12 observa-se o pico entre 2800 e 3200 μHz . Os resultados obtidos para o FID 10098 foram semelhantes.

Figura 5.10: Gráfico da frequência em função de l para o FID 10058 com a escala de cores representando a amplitude; Fonte: o autor

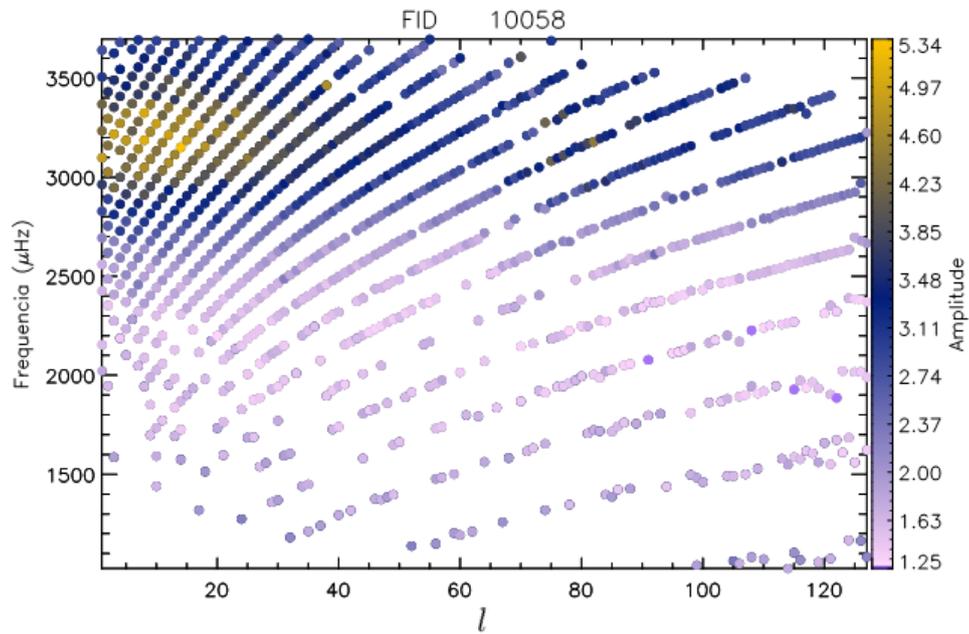


Figura 5.11: Gráfico da frequência em função de l para o FID 10058 com a escala de cores representando a largura à meia altura; Fonte: o autor

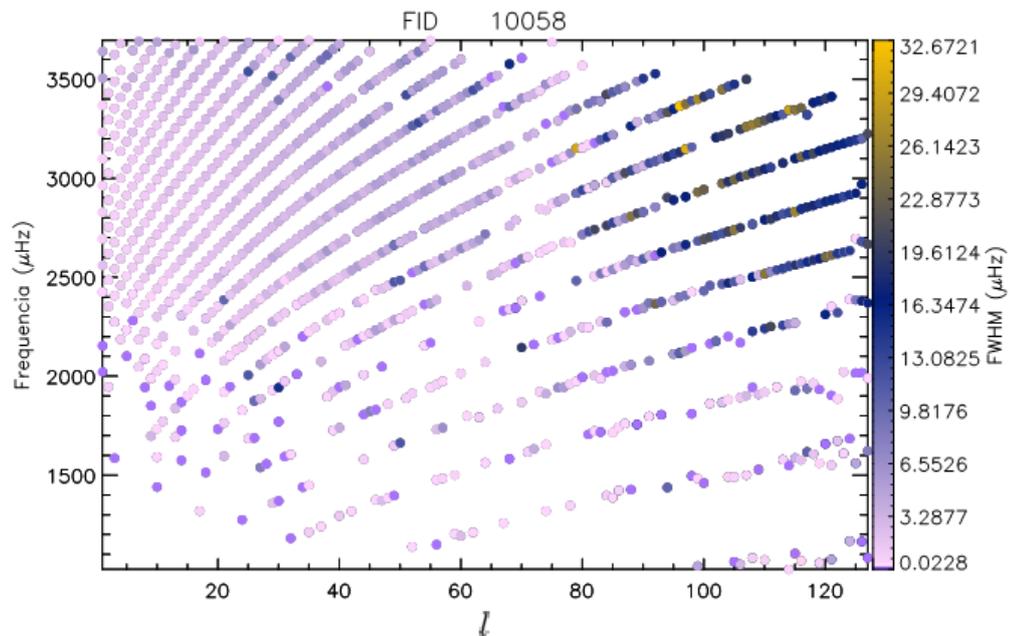
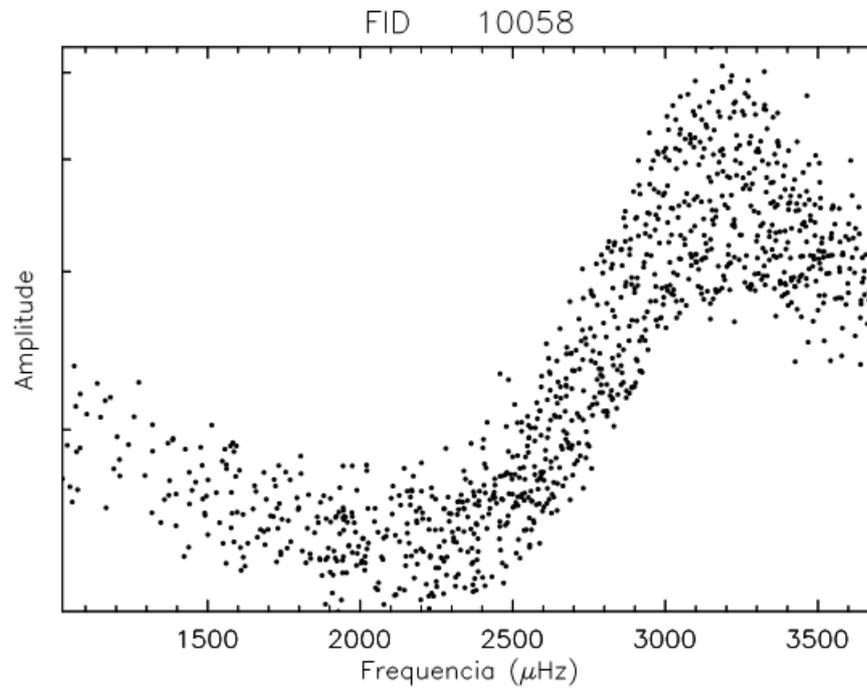


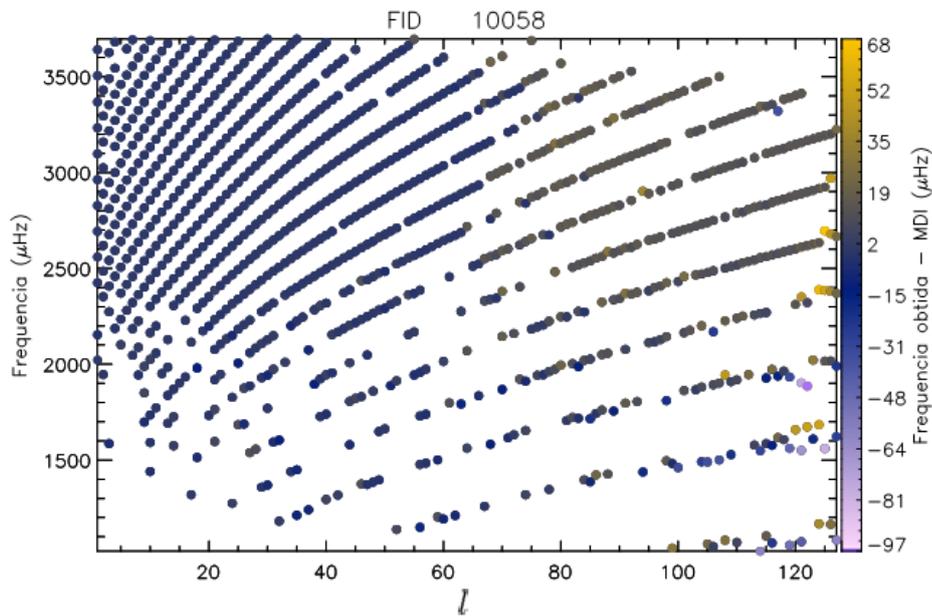
Figura 5.12: Gráfico da amplitude em função da frequência para o FID 10058; Fonte: o autor



Comparando os gráficos mostrados nas figuras 5.8 e 5.11, nota-se que para a análise dos dados do MDI, a largura a meia altura atinge os maiores valores para frequências mais altas, enquanto no gráfico para o FID 10058, a largura a meia altura é maior para l grande.

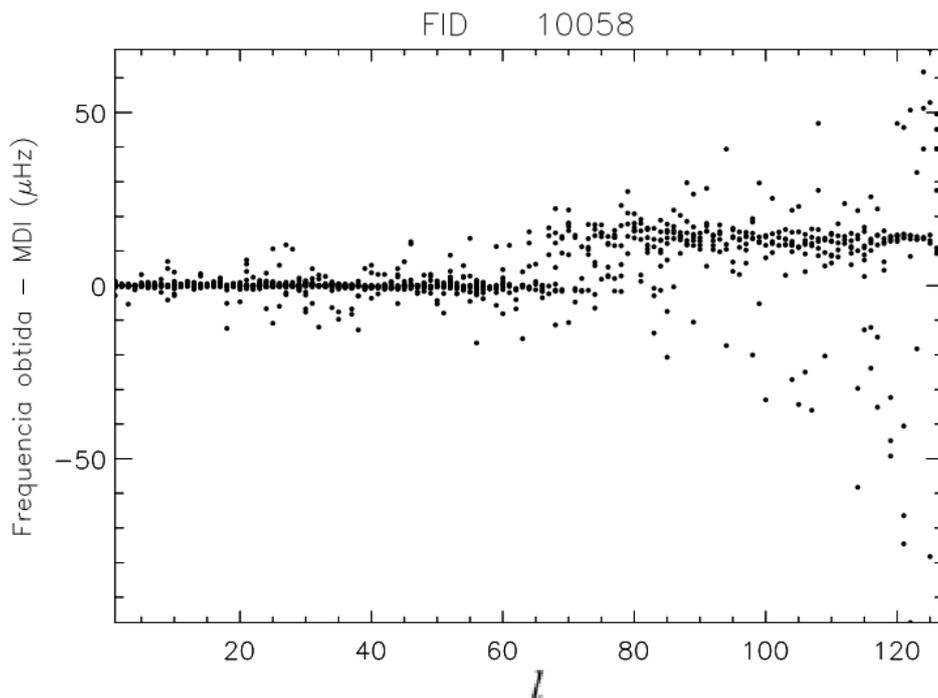
A figura 5.13 mostra o gráfico da frequência em função de l com a escala de cores representando a diferença entre as frequências obtidas através da análise dos dados do limbo e as frequências obtidas pela análise de Schou et al (2002). Nota-se que as maiores diferenças entre as frequências do MDI e HMI estão na região de l grande ($l \geq 80$). Resultados semelhantes foram obtidos para o FID 10098.

Figura 5.13: Gráfico da frequência em função de l para o FID 10058 com a escala de cores representando a diferença entre a frequência obtida e a frequência da análise dos dados do MDI; Fonte: o autor



Este comportamento é melhor evidenciado na figura 5.14 que mostra o gráfico da diferença entre as frequências obtidas através da análise dos dados do limbo e as frequências da análise de Schou et al (2002) em função de l para o FID 10058.

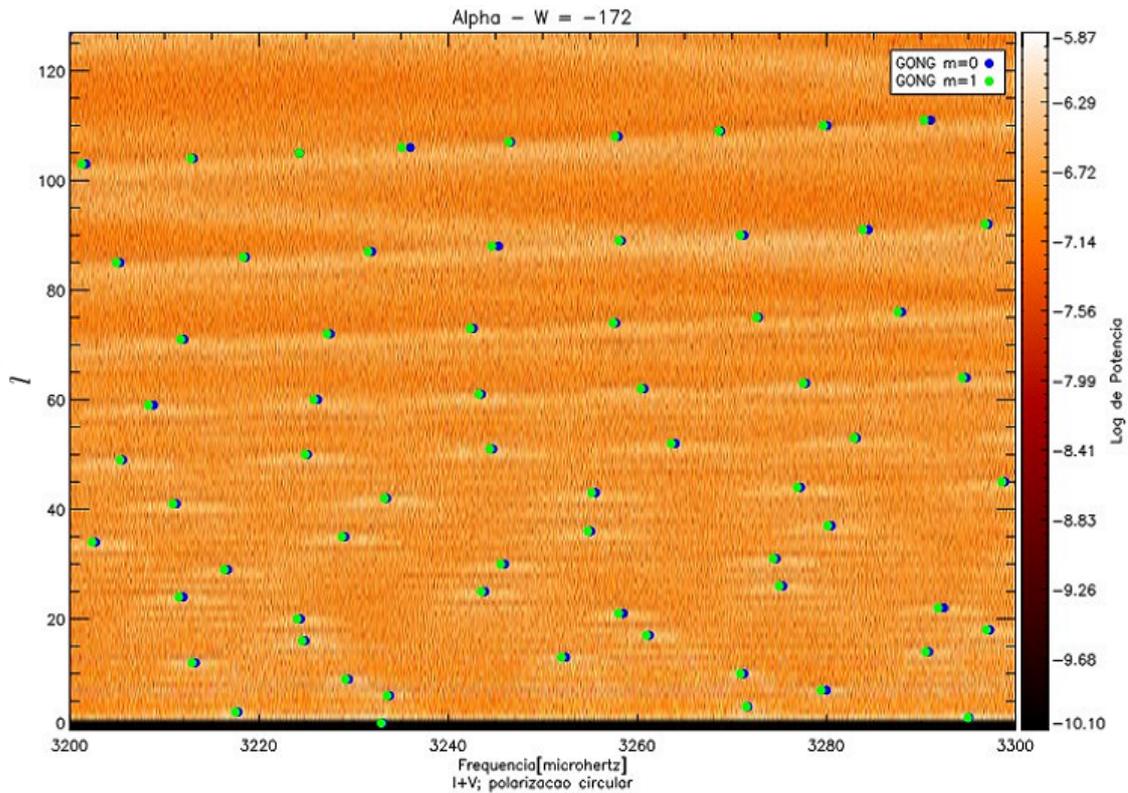
Figura 5.14: Gráfico da diferença entre a frequência obtida e a frequência da análise dos dados do MDI em função de l para o FID 10058; Fonte: o autor



5.2 COMPARAÇÃO COM RESULTADOS OBTIDOS PELO GONG

A figura 5.15 mostra uma comparação do gráfico dos modos com dados do GONG. Os dados do GONG foram utilizados para esta análise porque continham informações para diferentes valores de m , enquanto os resultados da análise de dados do MDI utilizados nesta comparação só continham valores para $m = 0$. Utilizou-se o FID 10058, mas para o FID 10098 os resultados são similares. Nestes gráficos observa-se em azul o modo para $m = 0$ e em verde o modo para $m = 1$.

Figura 5.15: Comparação do gráfico dos modos para a análise dos dados do GONG para $m = 0$ e $m = 1$; Fonte: o autor

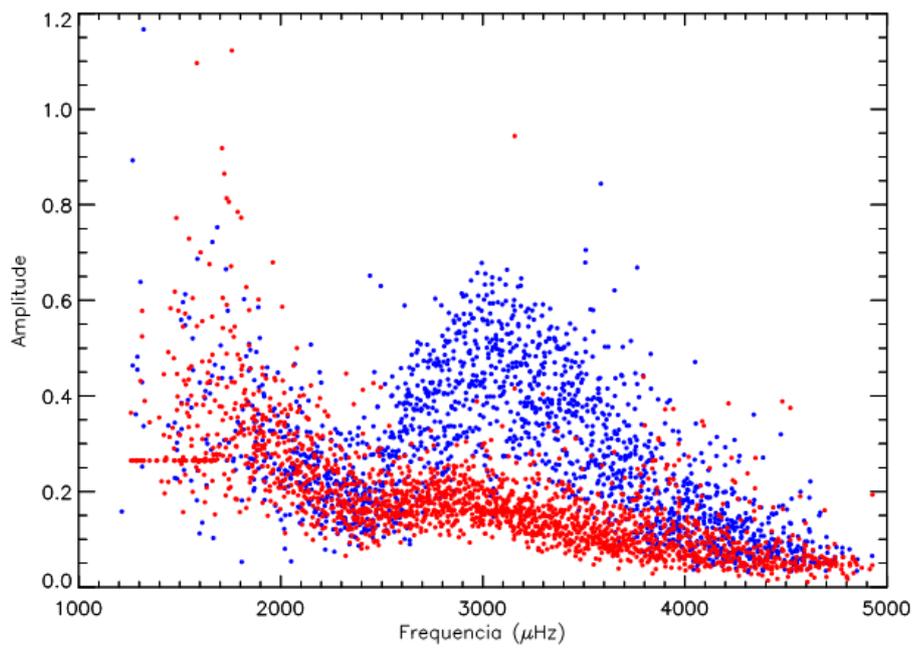


Nesta figura pode-se observar o levantamento da degenerescência dos modos para $m = 0$ e $m = 1$. Para cada valor de l , o total de modos degenerados obtidos varia de acordo com a relação (2.41). A figura foi centralizada em $3,25\mu Hz$ para melhor visualização.

Nesta etapa analisou-se a média robusta dos vetores α e β , para $l < 75$ e considerando-se um total de 12 FID. A figura 5.16 mostra o gráfico da amplitude em função da frequência para α e β . Nota-se que para os valores de α , o pico de amplitude está situado entre 2800 e 3200 μHz , de maneira similar aos resultados obtidos do primeiro conjunto de dados. Para os valores de β , no entanto, o pico de amplitude situa-se na região de baixa frequência ($\omega < 2000\mu Hz$). Na região entre 32800 e 3200 μHz , os valores de β também apresentam um pico de amplitude, mas este é menor que o pico observado para os valores de α . Ambos os resultados apresentam

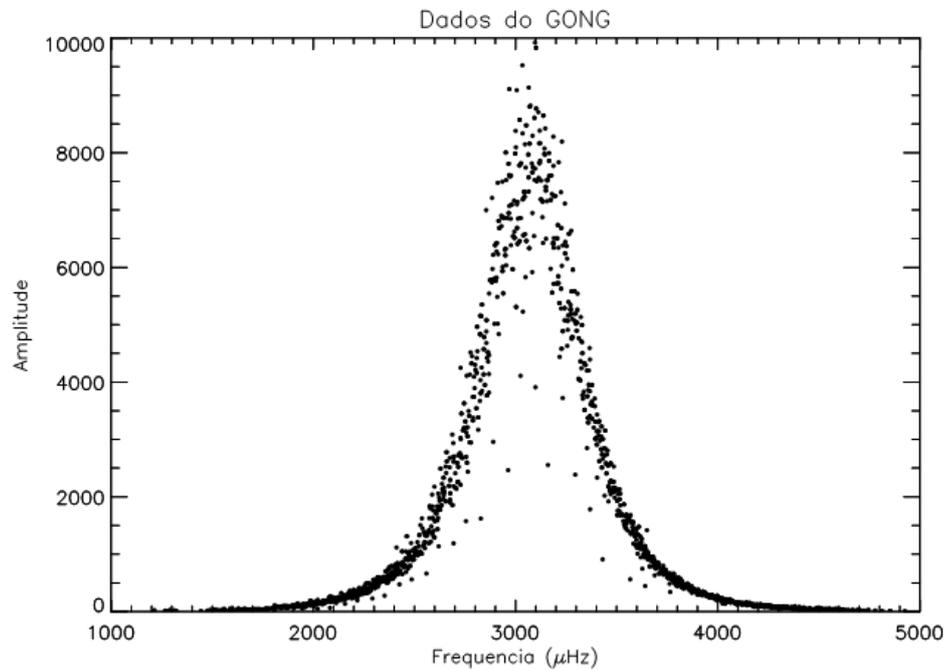
valores de amplitude maiores para baixas frequências, concordando com as previsões do modelo de Toutain.

Figura 5.16: Gráfico da amplitude em função de frequência para os vetores α (em azul) e β (em vermelho); Fonte: o autor



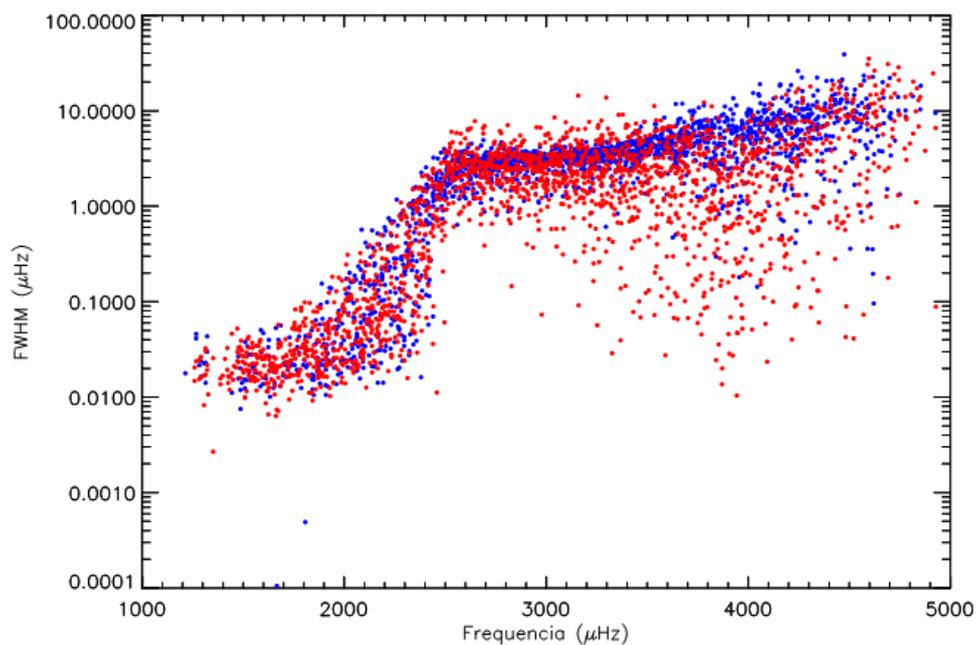
Na figura 5.17 observa-se o gráfico da amplitude em função da frequência para os resultados do GONG. Este gráfico é bastante similar ao gráfico obtido para a análise de Schou et al (2002), mostrado na figura 5.9.

Figura 5.17: Gráfico da amplitude em função da frequência para os resultados do GONG; Fonte: o autor



A figura 5.18 mostra a variação da largura à meia altura em função da frequência para α e β .

Figura 5.18: Gráfico da largura à meia altura em função de frequência para os vetores α (em azul) e β (em vermelho); Fonte: o autor



A variação da FWHM pode ser observada também nas figuras 5.19 e 5.20, onde são mostrados gráficos da frequência em função de l para α e β com a escala de cores representando

a FWHM. Nestas figuras observa-se que a variação da FWHM depende da frequência, existindo influência do grau l . Observa-se porém que esta segunda análise não considerou dados para $l > 75$. No entanto, este resultado é coerente com o obtido pela análise de Schou et al (2002), mostrado na figura 5.8.

Figura 5.19: Gráfico da frequência em função de l para α , onde a escala de cores representa a largura à meia altura; Fonte: o autor

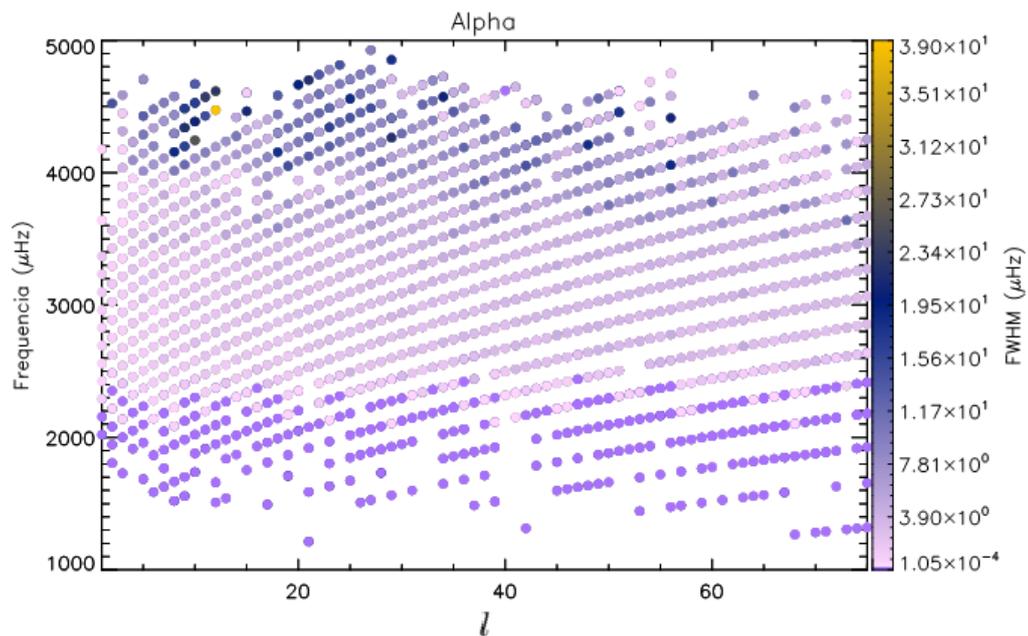
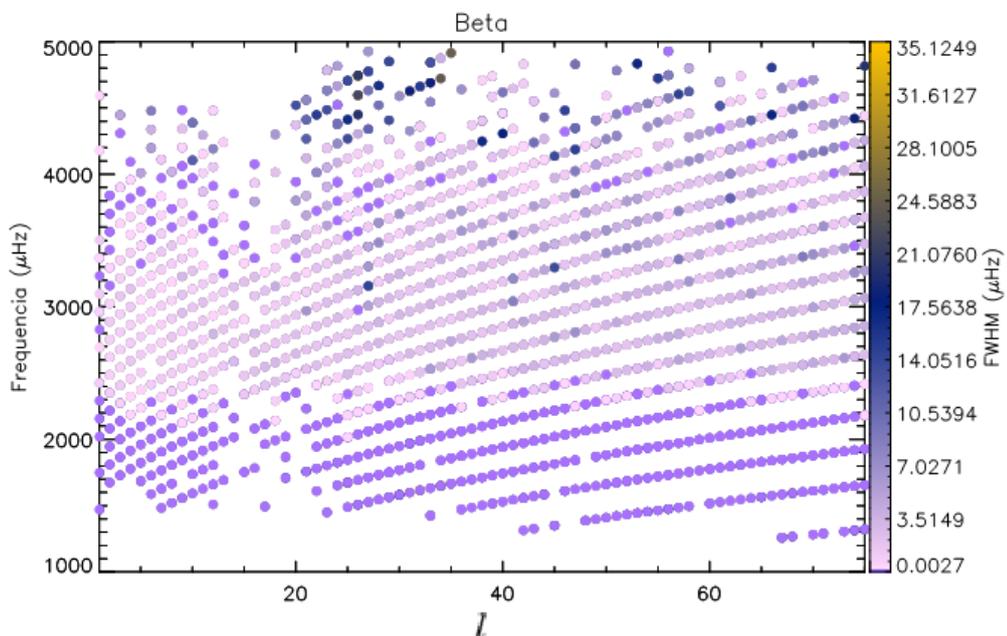
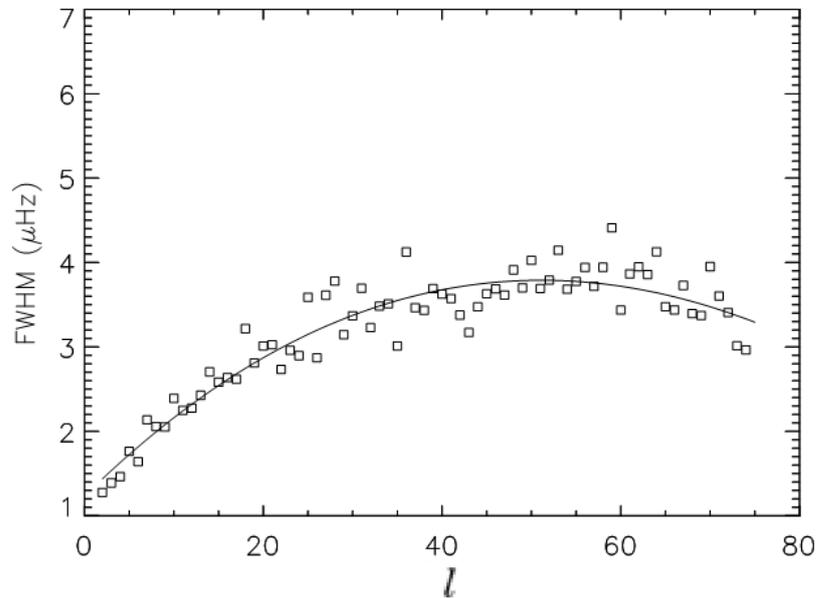


Figura 5.20: Gráfico da frequência em função de l para β , onde a escala de cores representa a largura à meia altura; Fonte: o autor



A variação da largura à meia altura em função de l pode ser observada na figura 5.21.

Figura 5.21: Gráfico da FWHM em função de l para α ; Fonte: o autor



As figuras 5.22 e 5.23 mostram gráficos de frequência em função de l para α e β respectivamente, com a escala de cores representando a amplitude. Para α o resultado foi semelhante aos obtidos na comparação com a análise dos dados do MDI, mostrado na figura 5.10. Para β nota-se que a região de maior amplitude corresponde a baixas frequências.

Figura 5.22: Gráfico da frequência em função de l para α , onde a escala de cores representa a amplitude; Fonte: o autor

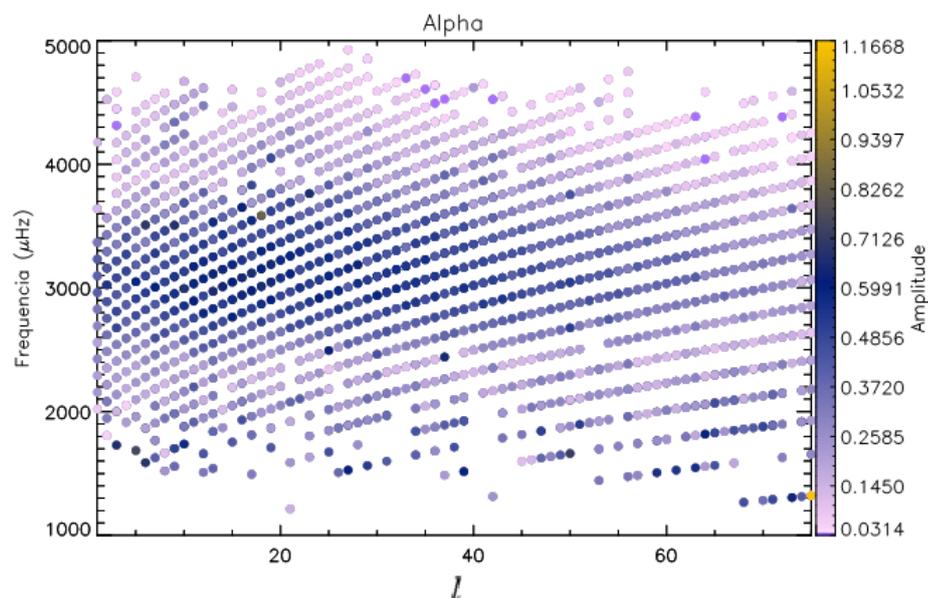
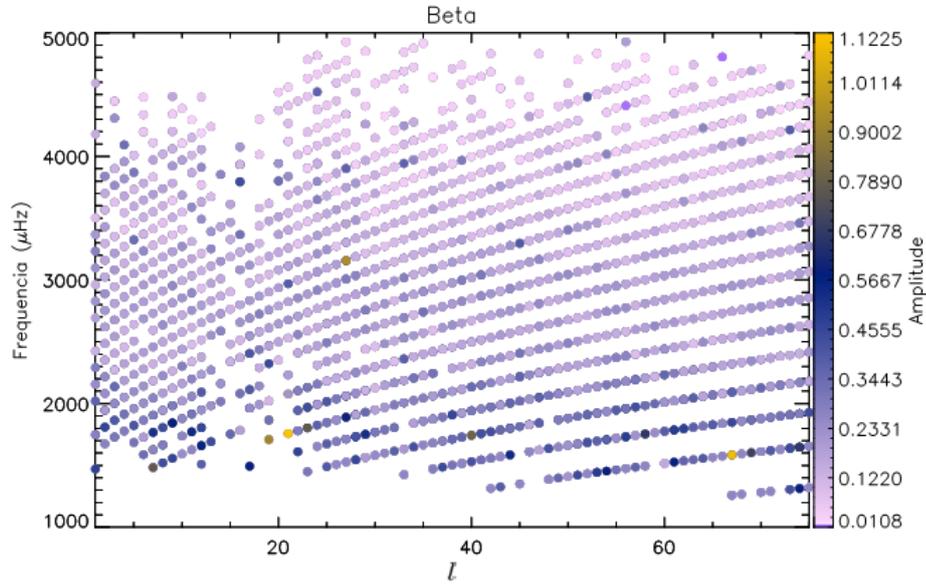


Figura 5.23: Gráfico da frequência em função de l para β , onde a escala de cores representa a amplitude; Fonte: o autor



As figuras 5.24 e 5.25 mostram a diferença entre as frequências obtidas através da análise do α e as frequências obtidas pelo GONG. Observa-se que as maiores diferenças encontram-se nas regiões de altas frequências ($\omega > 3500\mu Hz$). Resultados semelhantes foram obtidos para β .

Figura 5.24: Gráfico da frequência em função de l para α , onde a escala de cores representa a diferença entre a frequência obtida e a frequência dos resultados do GONG; Fonte: o autor

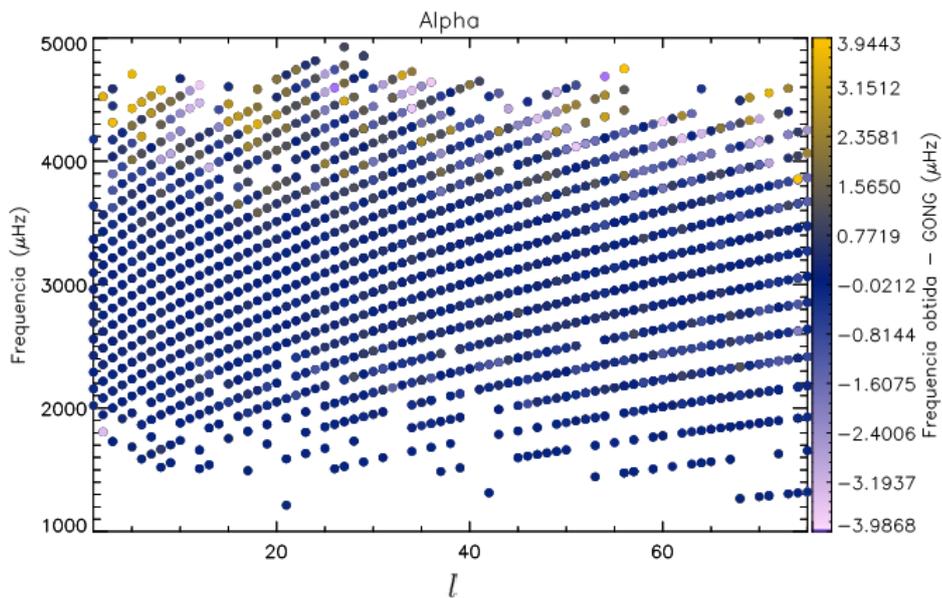
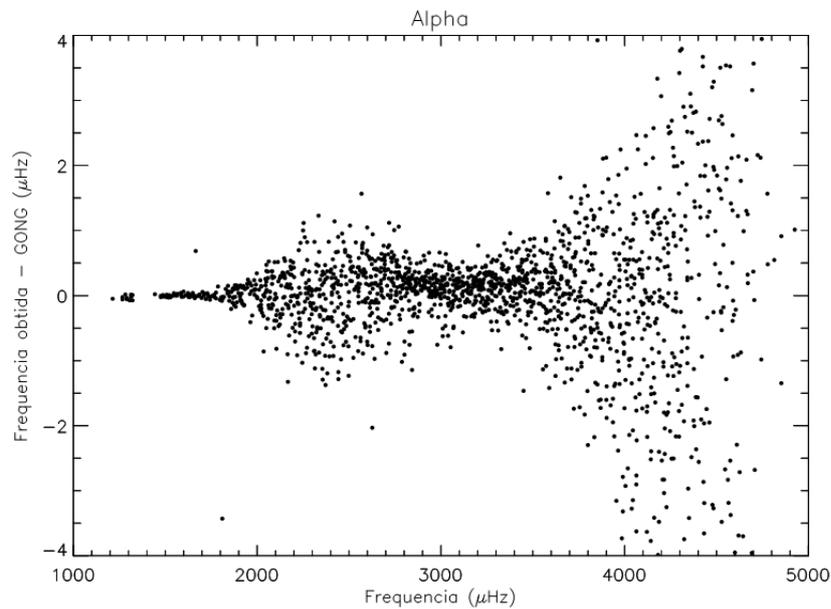
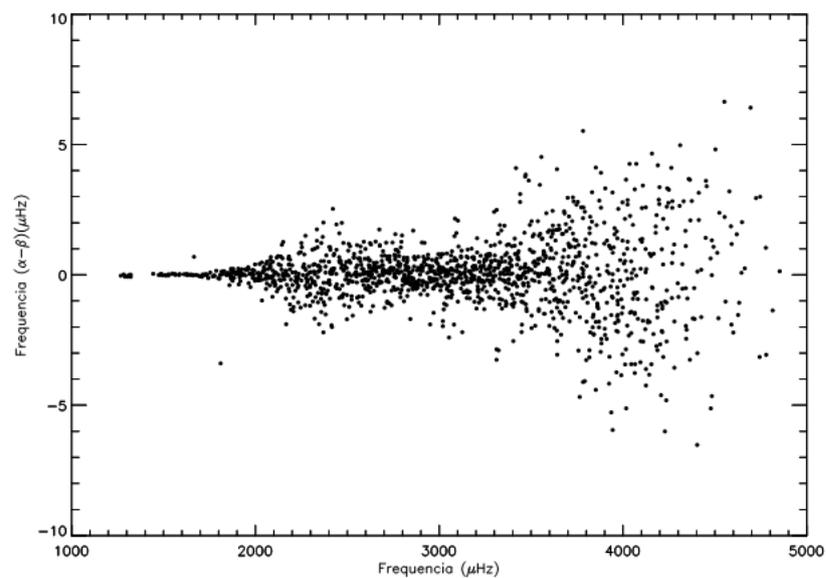


Figura 5.25: Gráfico da diferença entre a frequência obtida e a frequência dos resultados do GONG em função da frequência para α ; Fonte: o autor



A figura 5.26 mostra a diferença entre as frequências obtidas através da análise de α e β em função das frequências obtidas pelo GONG. Observa-se que a diferença entre as frequências obtidas através da análise dos dados é maior em relação às frequências do GONG para frequências mais altas ($\omega > 3500\mu Hz$).

Figura 5.26: Gráfico da diferença entre as frequências obtidas através da análise de α e β em função das frequências obtidas pelo GONG; Fonte: o autor



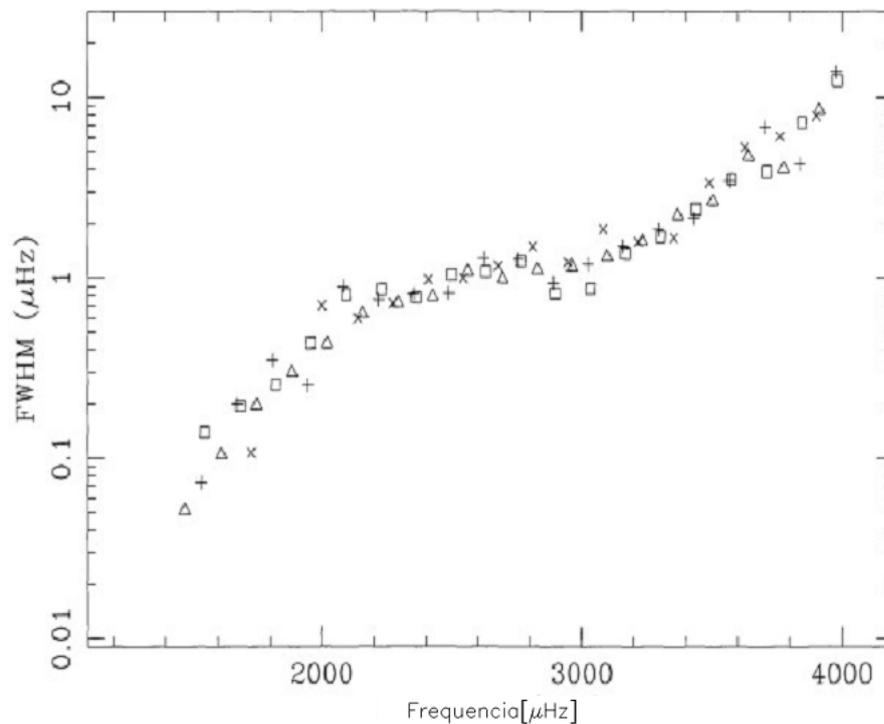
5.3 COMPARAÇÃO COM OUTROS AUTORES DA LITERATURA

Os resultados obtidos na seção 5.2 para a largura a meia altura estão de acordo com alguns resultados encontrados na literatura. Libbrecht et al (1988), publicou um trabalho onde mostra alguns resultados da análise de observações feitas no observatório *Big Bear Solar Observatory* [48]. Para a FWHM, Libbrecht obteve um resultado muito similar ao do presente estudo. O padrão observado foi explicado em termos do amortecimento radiativo e convectivo dos modos p.

Jefferies et al (1991), baseando-se em observações feitas no polo Sul durante um período de baixa atividade solar, obteve um padrão semelhante para a largura de linha, que corresponde à metade da largura à meia altura (HWHM - *Half Width at Half Maximum*), porém para a região onde $80 < l < 100$. Esta região não foi estudada nesta análise.

Chaplin et al (1997) obteve resultados semelhantes a partir de dados obtidos pelo BiSON (*Birmingham Solar-Oscillations Network*) [49]. O BiSON é uma rede de instrumentos espalhados pelo globo terrestre com o objetivo de observar as oscilações solares, de forma semelhante ao GONG. Analisando um período de aproximadamente 4 anos de dados (entre 1991 e 1995), Chaplin obteve para a largura a meia altura o gráfico mostrado na figura 5.27

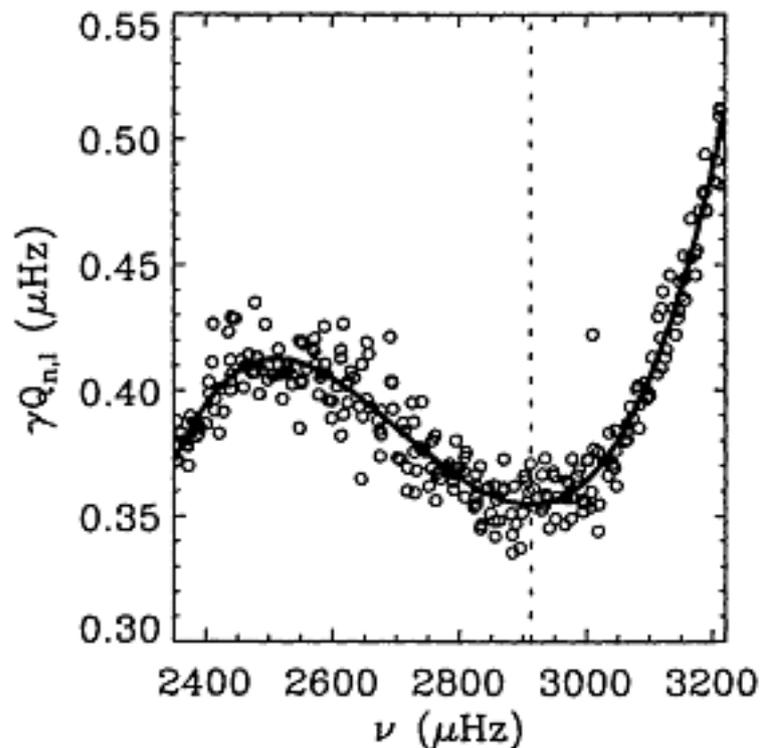
Figura 5.27: Gráfico da FWHM em função da frequência obtido a partir de dados do BiSON por Chaplin et al (1997), onde os quadrados representam os pontos para $l = 0$, triângulos representam $l = 1$, + representa $l = 2$ e x representa $l = 3$; Fonte: [49]



Rabello-Soares e Appourchaux (1998) apresentaram resultados numéricos em boa concordância com observações do GONG e do Virgo (outro instrumento integrante da missão

SOHO, juntamente com o MDI) [50]. No ano seguinte, Rabello-Soares et al (1999) obteve o resultado mostrado na figura 5.28. Neste gráfico, γ representa a largura de linha e $Q_{n,l}$ representa o momento de inércia normalizado.

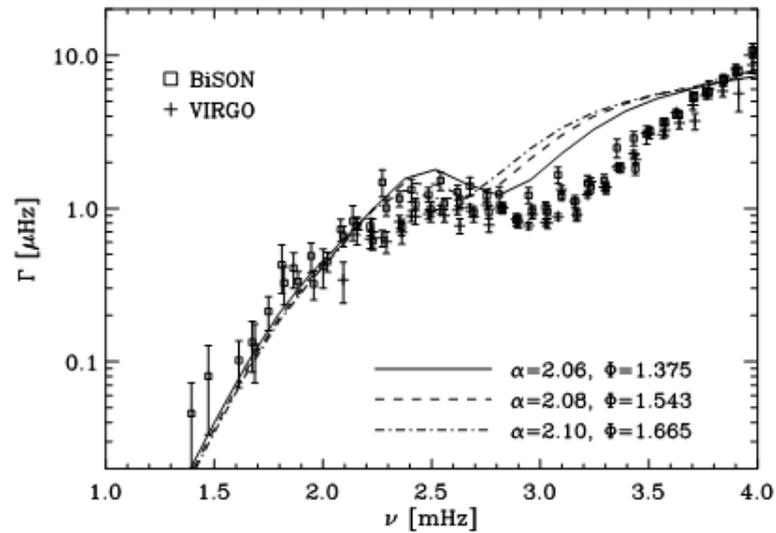
Figura 5.28: Gráfico da largura de linha em função da frequência obtido por Rabello-Soares et al (1999), a partir de dados obtidos do MDI, onde a linha contínua representa um ajuste por meio de polinômios de Legendre; Fonte: [51]



Os modos p são considerados estocasticamente excitados e intrinsecamente amortecidos [51]. Este amortecimento ocorre devido ao processo de interação entre a zona de convecção turbulenta e a zona radiativa do Sol. A descrição matemática deste processo ainda não é satisfatória devido à ausência de um modelo consistente para zona de convecção. A largura a meia altura fornece uma medida direta para o amortecimento dos modos p e o permite que sejam testadas teorias de excitação estocástica e seus parâmetros .

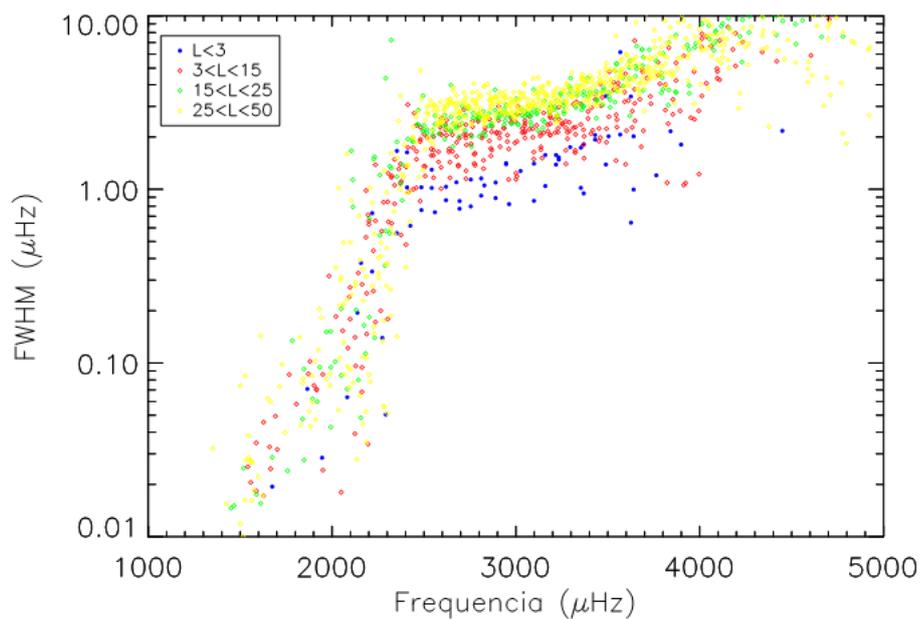
Houdek et al (2001) [52] desenvolveu alguns ajustes teóricos para a curva de amortecimento e os comparou com medidas feitas através do BiSON. Esses resultados são mostrados na figura 5.28.

Figura 5.29: Gráfico da largura de linha em função da frequência obtido por Houdek et al (2001), a partir de dados do BiSON e do Virgo; as linhas contínuas e tracejadas representam tentativas de ajuste de curvas para os dados; Fonte: [52]



A figura 5.30 mostra o gráfico da FWHM em função da frequência, onde as diferentes cores representam diferentes valores de l . Neste gráfico percebe-se um aumento da FWHM com relação aos valores de l .

Figura 5.30: Gráfico da FWHM em função da frequência para diferentes intervalos de l ; Fonte: o autor



As figuras 5.31 e 5.32 mostram um comparativo entre os resultados obtidos e alguns resultados da literatura. A figura 5.31 mostra uma comparação com os resultados de Libbrecht

et al(1988) para $l = 20$ e a figura 5.32 mostra a comparação com os resultados de Chaplin et al (1997) para $l < 3$.

Figura 5.31: Comparação do gráfico da FWHM em função da frequência com os resultados de Libbrecht et al (1988)

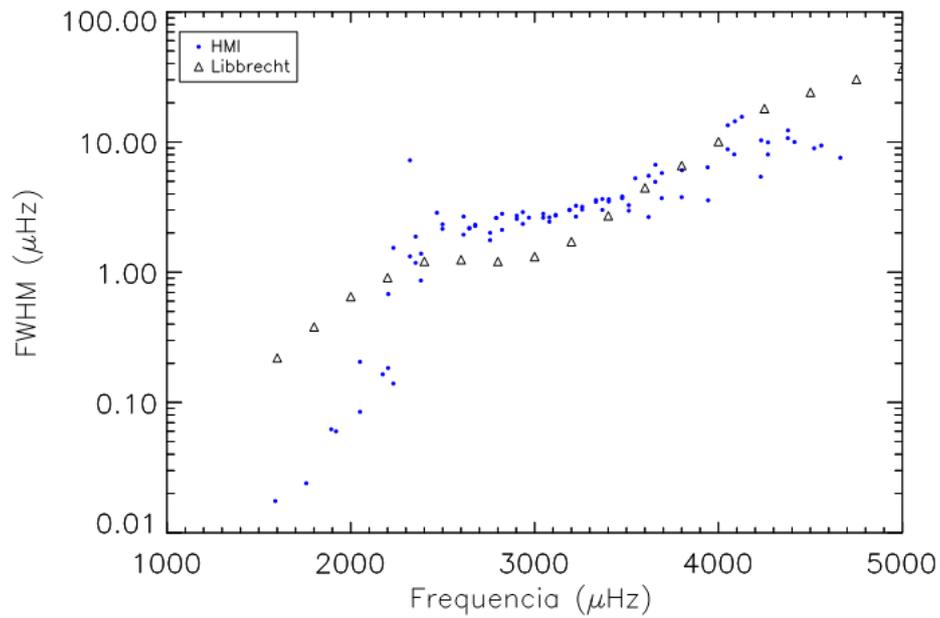
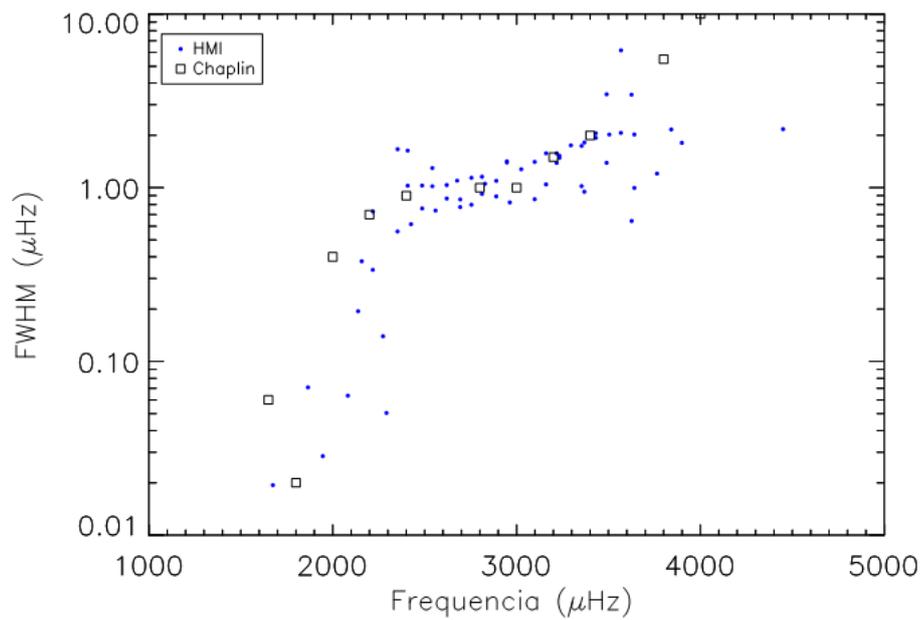


Figura 5.32: Comparação do gráfico da FWHM em função da frequência com os resultados de Chaplin et al (1997); Fonte: o autor



6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Através da comparação dos resultados da transformada de Fourier dos dados do limbo solar obtidos pelo HMI com a análise dos dados do MDI, verificou-se que a relação entre amplitude e frequência segue o padrão esperado para este tipo de análise, porém com maior dispersão nas medidas. Os gráficos de frequência em função de l e frequência em função da largura à meia altura indicam uma dispersão maior para a técnica utilizada para dados do limbo, principalmente para l grande. Os gráficos que relacionam a diferença entre as frequências obtidas através da análise de dados do HMI e do MDI também mostram que a diferença entre a frequência calculada e a frequência de referência é maior para as regiões de l grande.

Durante o ajuste lorentziano dos dados com base na análise dos dados do MDI constatou-se que o intervalo de dados necessário para efetuar o ajuste aumentou conforme o valor de l . Este efeito foi mais intenso nas regiões para l grande ($l > 100$). Por essa razão, a comparação com a análise do GONG considerou apenas valores de $l < 75$.

O ruído foi uma fonte de erro significativa nos dados, afetando todas as medidas. Uma das possíveis causas para a grande presença de ruído é o período de observação relativamente curto (2012-2014). Outra fonte de erro percebida durante o ajuste foi a presença do reflexo da parte negativa da transformada de Fourier. Isto ocorreu devido a binagem feita, principalmente nas medidas para l intermediário ($l \sim 60$) e l grande, e ocasionou em muitos casos a presença de picos de amplitude duplicados.

Através da comparação do gráfico dos modos obtido na comparação com a análise dos dados do GONG, também foi possível verificar o levantamento da degenerescência dos modos para $m = 0$ e $m = 1$.

Também verificou-se a existência de amplitudes maiores para frequências mais baixas, confirmando as previsões teóricas do modelo de Toutain. Além disso verificou-se que as amplitudes obtidas através da análise de α tem seu pico entre 2800 e 3200 μHz (e portanto bastante similares aos já obtidos na primeira análise), enquanto as amplitudes obtidas para beta apresentam seu pico na região de baixas frequências.

Os gráficos referentes às diferenças entre as frequências obtidas através da análise de α e β e as frequências do GONG mostram que a maior dispersão concentra-se na região de altas frequências. Este resultado é coerente com o obtido a partir da comparação com a análise dos dados do MDI.

A análise da variação da largura a meia altura com a frequência e com l mostrou resultados que concordam com vários resultados da literatura. Obteve-se uma dependência maior com a frequência e com o grau l . A relação entre a largura a meia altura reproduziu o padrão de amortecimento, que é interpretado como um indício da interação entre as camadas convectiva e radiativa do Sol.

Com base nas duas análises diferentes realizadas, onde a primeira considerou dois

FID separadamente e a segunda considerou todos os FID disponíveis sem distinção, concluiu-se que as diferentes combinações de comprimento de onda e polarização influenciaram pouco nos resultados obtidos, pois estes foram bastante similares para as duas análises.

Uma possibilidade para trabalho futuro é a reprodução da análise realizada neste trabalho para um período maior de observação, para verificar a diminuição do ruído. Também pode ser feita uma nova análise tentando eliminar o reflexo da parte negativa da transformada.

Modelos teóricos capazes de explicar com precisão os processos existentes na camada convectiva do Sol e suas interações com as outras camadas também ainda não foram desenvolvidos. O estudo do amortecimento dos modos p pode ser uma possibilidade de ampliar o conhecimento existente sobre esses processos.

Outra sugestão é uma análise criteriosa da região de baixa frequência ($\omega < 1000\mu Hz$) para um período maior de dados, para tentar encontrar os modos g que teoricamente devem estar situados neste intervalo de frequências.

REFERÊNCIAS

- [1] ROTH, M. The future of helioseismology. *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso 41* (2011), 156–166.
- [2] LEIGHTON, R., ET AL. Velocity fields in the solar atmosphere. *The Astrophysical Journal* 135 (1962), 474.
- [3] ULRICH, R ; RHODES JR, E. The sensitivity of nonradial p mode eigenfrequencies to solar envelope structure. *The Astrophysical Journal* 218 (1977), 521–529.
- [4] DEUBNER, F. Helioseismology: Oscillations as a diagnostic solar interior. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 22 (1984), 593–619.
- [5] LIBBRECHT, K ; WOODARD, M. Advances in helioseismology. *Science* 253 (1991), 152–157.
- [6] LEIBACHER, J., ET AL. Helioseismology. *Scientific American* 253 (1985), 34–43.
- [7] HARVEY, J., ET AL. The global oscillation network group (gong) project. *Science* 272 (1996), 1284–1286.
- [8] GOUGH, D., ET AL. The seismic structure of the sun. *Science* 272 (1996), 1296–1300.
- [9] HARVEY, J., ET AL. Helioseismology. *Physics Today N/C* (1995), 32–38.
- [10] CHRISTENSEN-DALSGAARD, J., ET AL. The current state of solar modeling. *Science* 272 (1996), 1286–1292.
- [11] THOMPSON, M., ET AL. Differential rotation and dynamics of the solar interior. *Science* 272 (1996), 1300–1305.
- [12] HATHAWAY, D., ET AL. Gong observations of solar surface flows. *Science* 272 (1996), 1306–1309.
- [13] DOMINGO, V. Overview of the soho mission. *Solar Electromagnetic Radiation Study for Solar Cycle 22* (2012).
- [14] KUHN, J., ET AL. Precision solar astrometry from soho/mdi. *Proceedings of the 181st symposium of the International Astronomical Union* (1997), 103–110.
- [15] EMILIO, M., ET AL. Measuring the solar radius from space during the 2003 and 2006 mercury transits. *The Astrophysical Journal* 750 (2012), 135–142.

- [16] SOHO. The michelson doppler imager. Disponível em <http://soi.stanford.edu/>, acesso em novembro de 2014.
- [17] CORBARD, T., ET AL. Helioseismology program for the picard satellite. *Astronomische Nachrichten* 5 (2008), 508–516.
- [18] CORBARD, T., ET AL. Helioseismology with picard. *Journal of Physics: Conference Series* 440 (2013), 1–6.
- [19] GONG. Helioseismology. Disponível em <http://gong.nso.edu/info/helioseismology.html>, acesso em outubro de 2014.
- [20] VAN DER RAAY, H. Solar oscillations. *Nature* 288 (1980), 535–536.
- [21] EMILIO, M. *Variações do Limbo Solar*. Tese de doutorado, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil, 2001.
- [22] SOHO. Heliosseismology. Disponível em <http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery/Helioseismology/>, acesso em outubro de 2014.
- [23] GOUGH, D., ET AL. Perspectives in helioseismology. *Science* 272 (1996), 1281–1283.
- [24] CHRISTENSEN-DALSGAARD, J. Helioseismology. *Reviews of Modern Physics* 74 (2003), 1073–1115.
- [25] GOUGH, D. What have we learned from helioseismology, what have we really learned, and what do we aspire to learn? *Solar Physics* 287 (2012), 9–41.
- [26] KIPPENHAHN, R ; WEIGERT, A. *Stellar Structure and Evolution*. Princeton University Press, Princeton, New Jersey, USA, 1990.
- [27] GONG. Graphical representations of surface harmonics. Disponível em <http://gong.nso.edu/gallery/disk2k10/data/resource/harmonics/harmonics.html>, acesso em outubro de 2014.
- [28] SARAIVA, M. Glossário de astronomia. Disponível em <http://www.if.ufrgs.br/~fatima/glossario.html>, acesso em setembro de 2014.
- [29] CHRISTENSEN-DALSGAARD, J. *Lecture Notes on Stellar Oscillations*. Aarhus University, 2003.
- [30] REID, B. Particle on a sphere - spherical harmonics. Disponível em <http://www.bpreid.com/poas.php>, acesso em novembro de 2014.
- [31] COX, J. *Theory of Stellar Pulsation*. Princeton University Press, 1980.

- [32] COWLING, T. The non-radial oscillations of polytropic stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 101 (1941), 367–375.
- [33] CHRISTENSEN-DALSGAARD, J., ET AL. Seismology of the sun. *Science* 1229 (1985), 923–931.
- [34] HILL, H., ET AL. Solar oscillations: the influence of the sun’s outer layers on their detection. *The Astrophysical Journal* 225 (1978), 304–317.
- [35] BUTA, R ; SMITH, M. The light variations of nonradial pulsators: theory and application to the line profile variable 53 persei. *The Astrophysical Journal* 232 (1979), 213–235.
- [36] TOUTAIN, T., ET AL. Light perturbation from stellar nonradial oscillations: an application to solar oscillations. *Astronomy and Astrophysics* 344 (1999), 188–198.
- [37] TONER, C ; JEFFERIES, S. Oscillations signals near the solar limb. *Proceedings of the SOHO 6/GONG 98 Workshop* (1998), 345–348.
- [38] TONER, C., ET AL. Increasing the visibility of solar oscillations. *The Astrophysical Journal* 518 (1999), 127–130.
- [39] NASA. Sdo solar dynamics observatory. Disponível em <http://sdo.gsfc.nasa.gov/>, acesso em setembro de 2014.
- [40] PESNELL, W., ET AL. The solar dynamics observatory(sdo). *Solar Physics* 275 (2012), 3–15.
- [41] SCHERRER, P. H. The helioseismic and magnetic imager(hmi) investigation for the solar dynamics observatory(sdo). *Solar Physics* 275 (2012), 207–227.
- [42] STAMFORD. Helioseismic and magnetic imager. Disponível em <http://hmi.stanford.edu/>, acesso em setembro de 2014.
- [43] SCHOU, J. Design and ground calibration of the helioseismic and magnetic imager(hmi) instrument on the solar dynamics observatory(sdo). *Solar Physics* 275 (2012), 229–259.
- [44] RP-PHOTONICS. Lyot filters. Disponível em http://www.rp-photonics.com/lyot_filters.html, acesso em novembro de 2014.
- [45] JSOC. Joint science operations center. Disponível em <http://jsoc.stanford.edu/>, acesso em novembro de 2014.
- [46] KUHN, J., ET AL. *Using microarcsecond solar astrometry to reveal the Sun’s atmosphere and interior structure*. Projeto de Pesquisa, University of Hawaii, 2012.

- [47] SCHOU, J., ET AL. A comparison of solar p-mode parameters from the michaelson doppler imager and the global network oscillation group: splitting coefficients and rotation inversions. *The Astrophysical Journal* 567 (2002).
- [48] LIBBRECHT, K. Solar p-mode phenomenology. *The Astrophysical Journal* 334 (1988), 510–516.
- [49] CHAPLIN, W., ET AL. Solar p-mode linewidths from recent bison helioseismological data. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 288 (1997), 623–626.
- [50] RABELLO-SOARES, M ; APPOURCHAUX, T. Measurements of gong low-degree p-modes parameters. *Proceedings of the SOHO 6/GONG 98 Workshop* (1998), 299–303.
- [51] RABELLO-SOARES, M., ET AL. Probing solar convection with p-mode linewidths. *Stellar Structure: Theory and Test of Connective Energy Transport ASP Conference Series 173* (1999), 301–304.
- [52] HOUDEK, G., ET AL. Changes in convective properties over the solar cycle: effect on p-mode damping rates. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 327 (2001), 483–487.