Diagnóstico da Propagação de Ondas MHD na Atmosfera Solar

Sandra M. Conde C.
Orientador: Dr. Joaquim E. Rezende

RESUMO

A dissipação de energia dada pelo amortecimento das ondas MHD é considerada um dos mecanismos responsáveis do aquecimento da coroa solar. A observação e o estudo teórico delas são complementários. O diagnóstico da propagação dessas ondas procura estabelecer limites para os diferentes processos dissipativos que expliquem as variações de brilho nas bandas de Rádio e EUV.

Workshop da Pós-Graduação da Divisão de Astrofísica (DAS)
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE)

2014

1. Ondas MHD

Perturbações de pequenas amplitudes que propagam-se ao longo das linhas de campo magnético $\boldsymbol{B}$, através da interação entre a inercia do fluido e a força restauradora da pressão [Ferraro e Plumpton 1966].

Equações da Magnetohidrodinâmica Ideal

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_i} = 0,$$

$$\rho\left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j}\right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{4\pi}\left[B_k \frac{\partial B_i}{\partial x_k} - \frac{1}{2}\frac{\partial(|B|^2)}{\partial x_i}\right],$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v_j \frac{\partial p}{\partial x_j} - c_s^2\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_j \frac{\partial \rho}{\partial x_j}\right) = 0,$$

$$p = \frac{R}{\mu}\rho T,$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial t} = B_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_j} B_i - v_j \frac{\partial B_i}{\partial x_j},$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial x_i} = 0.$$

onde $c_s^2 = \gamma p_0/\rho_0$ é a velocidade do som e γ o coeficiente adiabático.

1.1. Equação de Onda

- Inicialmente $\boldsymbol{v}_0 = 0$ e ρ_0, p_0, B_0, T_0 =constantes.
- Perturbações da forma $\rho = \rho_0 + \delta\rho$, $p = p_0 + \delta p$, $B = B_0 + \delta B$, $T = T_0 + \delta T$ e $\delta\boldsymbol{v}$ [Mihalas e Mihalas 1984, Landau e Lifshitz 1987].

$$\frac{\partial\delta\rho}{\partial t} + \rho_0\frac{\partial\delta v_i}{\partial x_i} = 0,$$

$$\frac{\partial\delta p}{\partial t} - c_s^2\frac{\partial\delta\rho}{\partial t} = 0,$$

$$\frac{\delta p}{p_0} = \frac{\delta\rho}{\rho_0} + \frac{\delta T}{T_0},$$

$$\rho_0\frac{\partial\delta v_i}{\partial t} = -\frac{\partial\delta p}{\partial x_i} + \frac{1}{4\pi}\left[B_{0k}\frac{\partial\delta B_i}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_i}(B_{0j}\delta B_j)\right],$$

$$\frac{\partial\delta B_i}{\partial t} = \left(B_{0k}\frac{\partial}{\partial x_k}\right)\delta v_i - B_{0i}\frac{\partial\delta v_k}{\partial x_k},$$

$$\frac{\partial\delta B_i}{\partial x_i} = 0.$$

Equação de onda para δp

$$\frac{\partial^2\delta p}{\partial t^2} = c_s^2\frac{\partial^2\delta p}{\partial x_i^2} - \frac{1}{4\pi}\left[B_{0k}\frac{\partial}{\partial x_k}\frac{\partial\delta B_i}{\partial x_i} - B_{0k}\frac{\partial^2\delta B_k}{\partial x_i^2}\right].$$

1.2. Relação de Dispersão

$$\omega^4 - \omega^2 k^2 (c_s^2 + v_A^2) + c_s^2 v_A^2 k^4 \cos^2\theta_B = 0, \tag{1}$$

onde v_A é a velocidade Alfvén [Ferraro e Plumpton 1966]

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}.$$

A solução de (1) representa a velocidade de fase v_{ph}, na direção do vetor de onda $\boldsymbol{k}$, em função do ângulo de propagação θ_B [Priest 1982]

Modo Rápido

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} = \left[\frac{1}{2}(c_s^2 + v_A^2) \pm \frac{1}{2}\sqrt{c_s^4 + v_A^4 - 2c_s^2 v_A^2 \cos 2\theta_B}\right]^{1/2}$$

Modo Lento

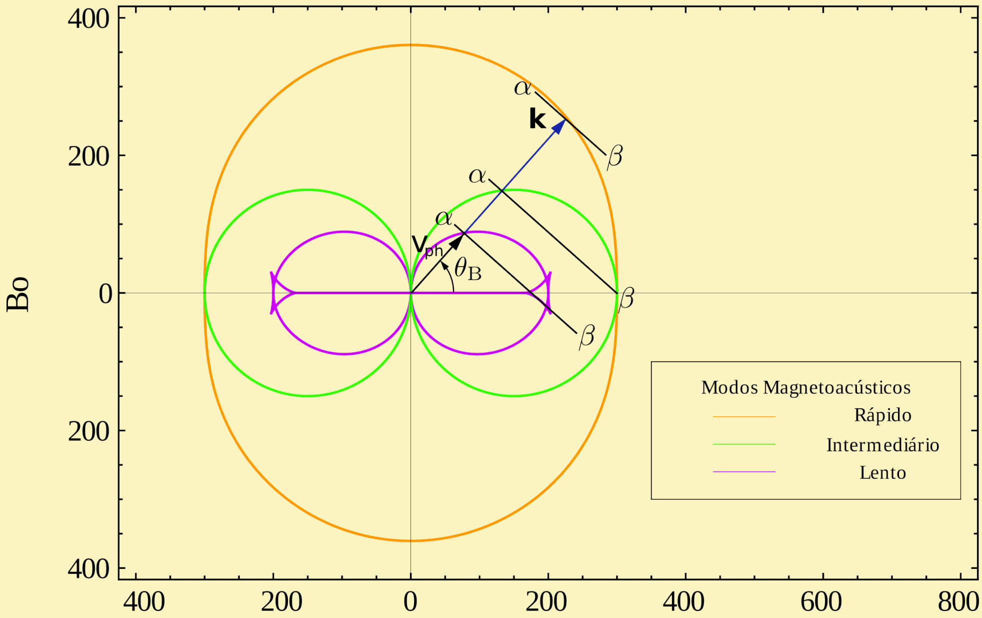


Figura 1. Diagrama de Friedrichs. Variação da velocidade de fase e de grupo em função do ângulo θ_B para ondas com $v_A > c_s$.

1.3. Dissipação de Energia

- Viscosidade e condução térmica na aproximação de pequenas amplitudes [Ferraro e Plumpton 1966, Ofman e Wang 2002, Erdélyi e Mendoza-Briceño 2004, Al-Ghafri e Erdélyi 2012]. Obtém-se três modos:
  - Modo lento: Gerados por turbulência magnetohidrodinâmica produzida pela reconexão magnética.
  - Modo rápido: Com $\tau < 3$ s pode balançar a perda radiativa em regiões ativas. Não é eficiente em proeminências.
  - Modo térmico: Devido a presença da condução térmica.
- Ondas de choque na aproximação de amplitudes arbitrárias [Nakariakov, Mendoza-Briceño e Ibáñez 2000, Mendoza-Briceño, Ibáñez e Nakariakov 2001, Verwichte et al. 2008].

O fluido não é mais ideal. Assim, a equação de momentum é expressa como

$$\rho\left(\frac{\partial v_i}{\partial t}+v_j\frac{\partial v_i}{\partial x_j}\right)=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{1}{4\pi}\left[B_k\frac{\partial B_i}{\partial x_k}-\frac{1}{2}\frac{\partial(|B|^2)}{\partial x_i}\right]+\boxed{\frac{\partial\sigma'_{ij}}{\partial x_j}},$$

onde

$$\sigma'_{ij}=\eta\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j}+\frac{\partial v_j}{\partial x_i}-\frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial v_l}{\partial x_l}\right)+\zeta\delta_{ij}\frac{\partial v_l}{\partial x_l}.$$

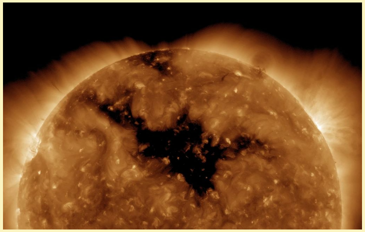
Por outro lado, a equação de energia ficará como

$$\frac{\partial p}{\partial t}+v_j\frac{\partial p}{\partial x_j}-c_s^2\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}+v_j\frac{\partial\rho}{\partial x_j}\right)=\boxed{(\gamma-1)[Q_{th}+Q_{vis}-Q_{rad}]}.$$

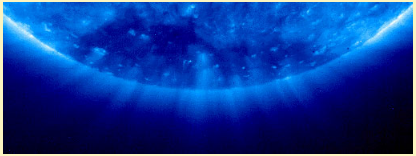
A relação de dispersão neste caso estará dado por um polinômio de 5° grau [Kumar, Kumar e Singh 2006]

$$\omega^5+iA\omega^4-B\omega^3-iC\omega^2+D\omega+iE=0.$$

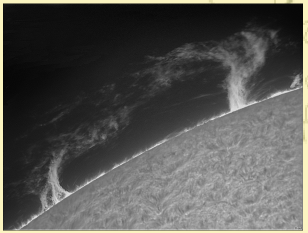
As ondas MHD contribuem para o aquecimento de regiões como



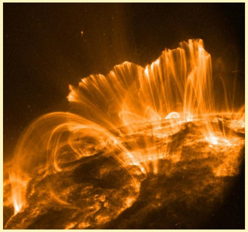
Buracos Coronais
[Hahn, Landi e Savin 2012]



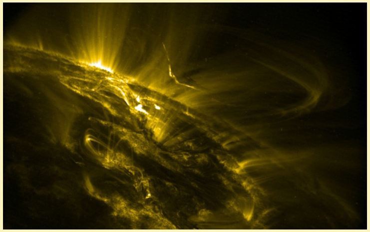
Plumas Polares
[Ofman, Nakariakov e Deforest 1999]



proeminências
[Ballester 2010]

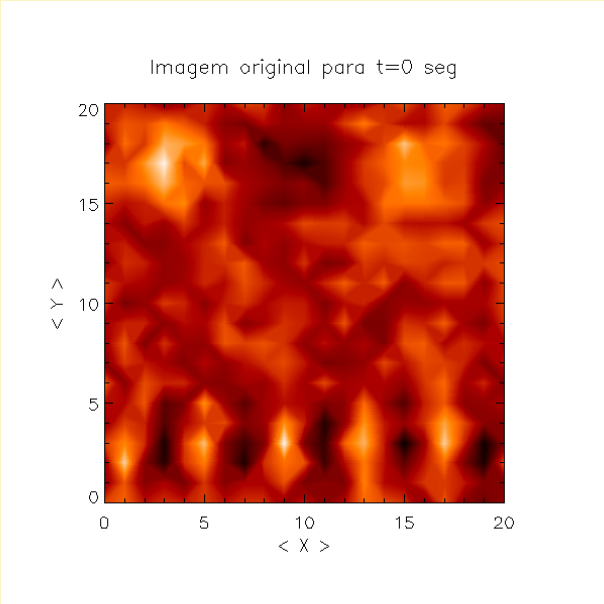


Arcos Coronais
[Verwichte et al. 2010]



Regiões Ativas
[Kim, Nakariakov e Shibasaki 2012]

2. Observação de Ondas MHD



Cubo de dados sintético construído para uma superposição de ondas viajantes e estacionárias. São representados 300 frames de 21×21 pixels, com $\delta t = 1$ s. Acima: Ondas viajantes com $A = 4$, $T = 60$ s e $\lambda = 12$. Médio: Ondas estacionárias com $A = 2$, $T = 100$ s e $\lambda = 15$. Abaixo: Ondas viajantes com $A = 4$, $T = 20$ s e $\lambda = 4$.

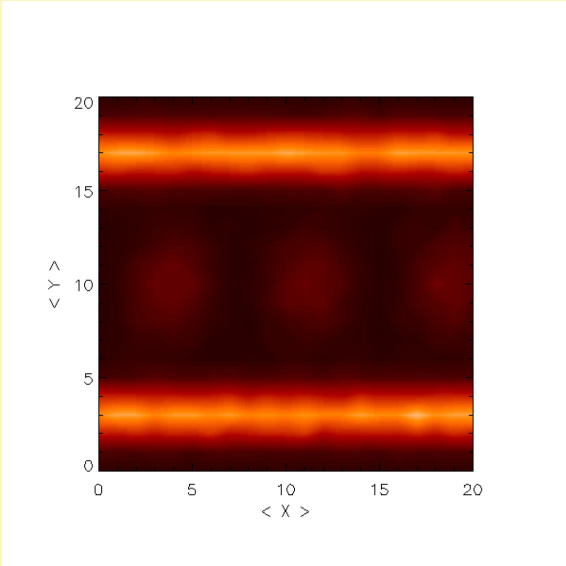


Figura 2. Mapa de Variância. Região de Interesse (ROI) onde tem-se possibilidade de encontrar ondas MHD.

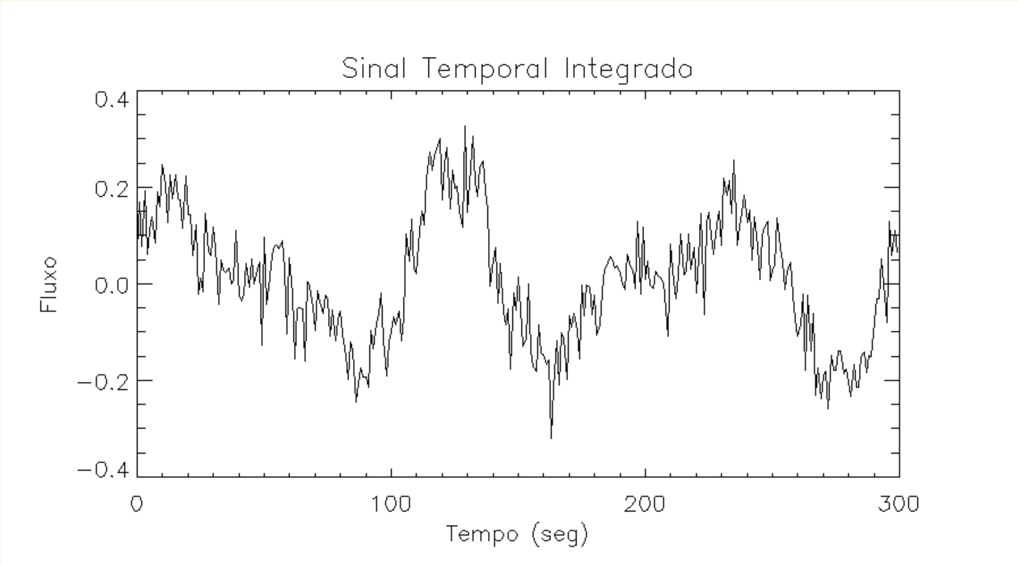


Figura 3. Sinal temporal integrado sobre a região de interesse selecionada no cubo de dados sintético. É mostrada a variação temporal do fluxo.

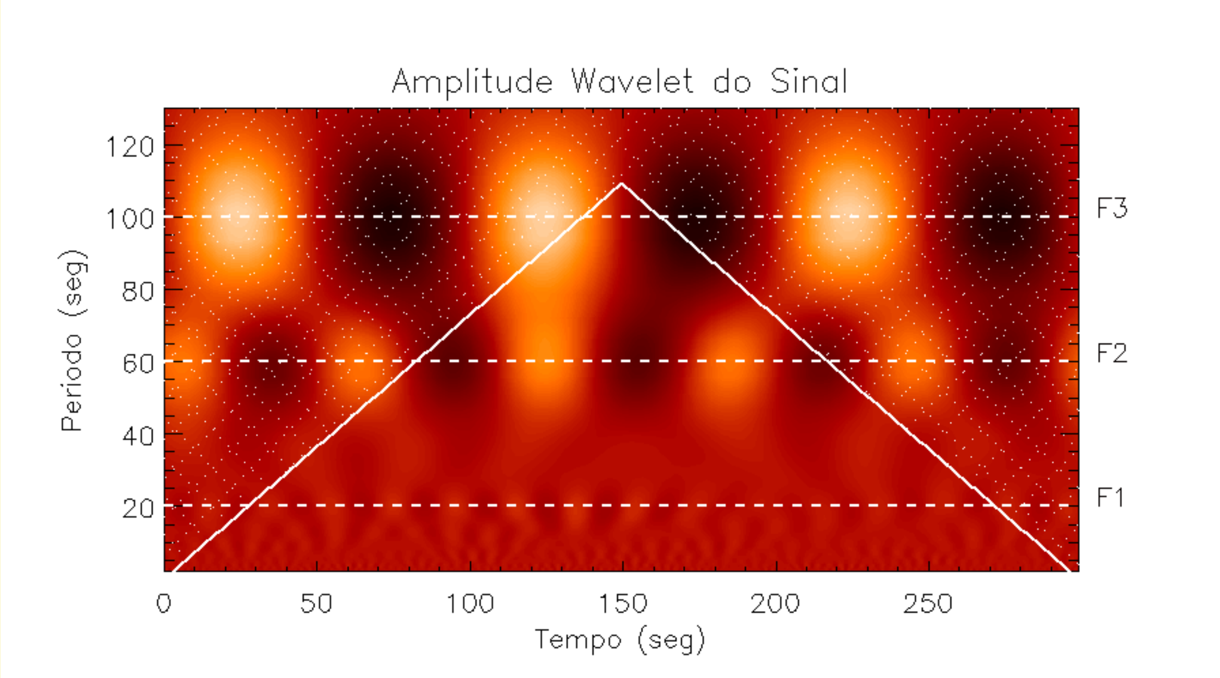


Figura 4. Espectro de amplitudes. F1, F2, F3, representam as frequências de interesse, as quais vão ser utilizadas ao calcular a transformada wavelet inversa.

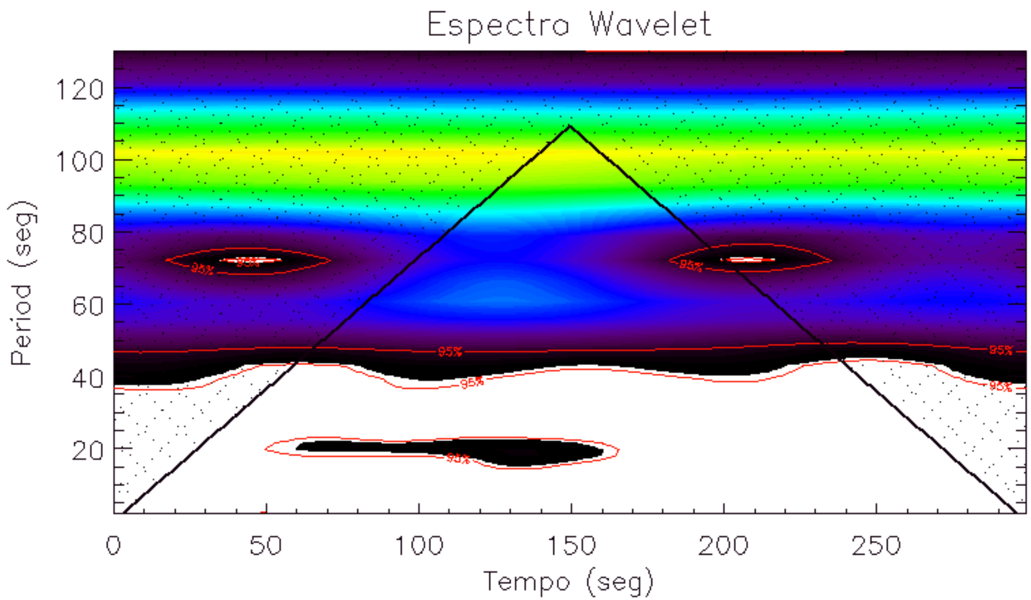


Figura 5. Espectro de potências wavelet. São mostrados os períodos com o maior nível de confiança (95%), os quais são visíveis através dos contornos. É identificado o período de 20 seg compreendido entre 50 e 170 seg de duração como um possível trem de onda.

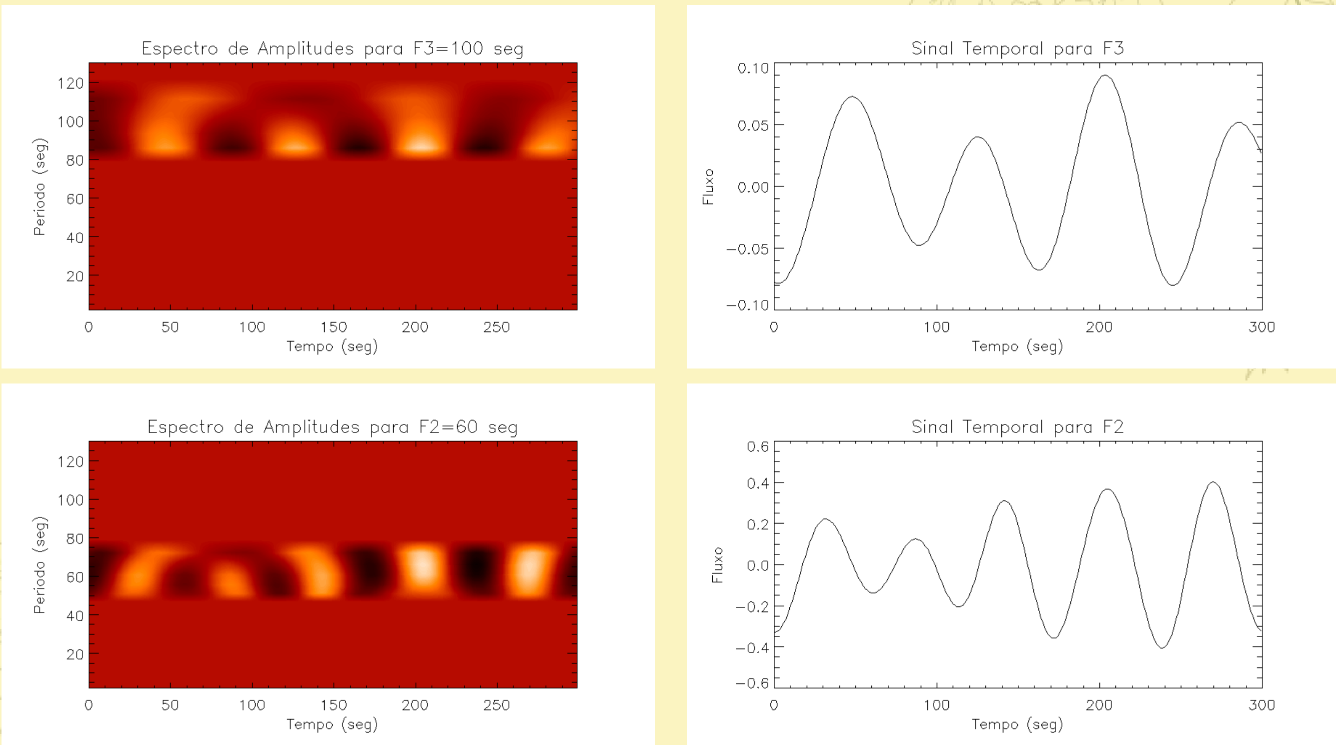


Figura 6. Filtragem e Transformada Inversa. Espectro de amplitudes para F3 e F2 onde é calculada a Transformada Wavelet Inversa e porém é obtida a série temporal em banda estreita.

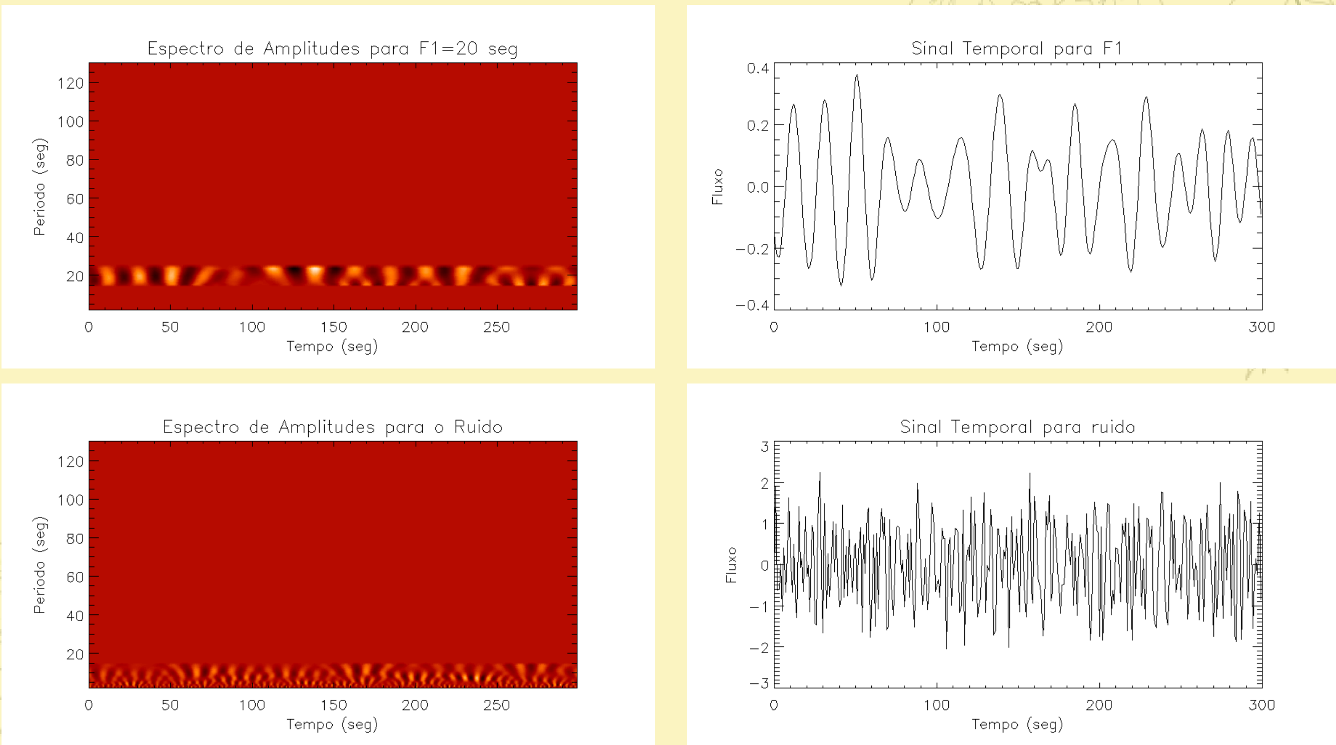


Figura 7. Filtragem e Transformada Inversa. Espectro de amplitudes para F1 e o Ruido onde é calculada a Transformada Wavelet Inversa e porém é obtida a série temporal em banda estreita.

A morfologia das ondas pode-se ver na seguinte figura

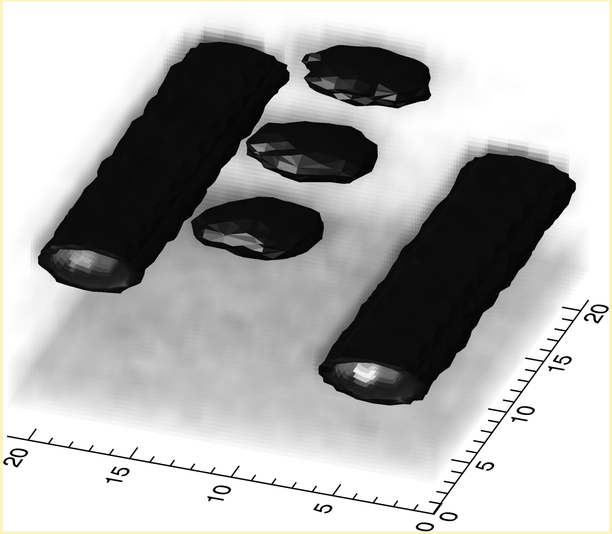


Figura 8. Cubo de potências de banda larga. Distribuição espacial da potência do sinal para as ondas viajantes (F1 e F2) e para ondas estacionárias (F3).

Cubo de dados 2D

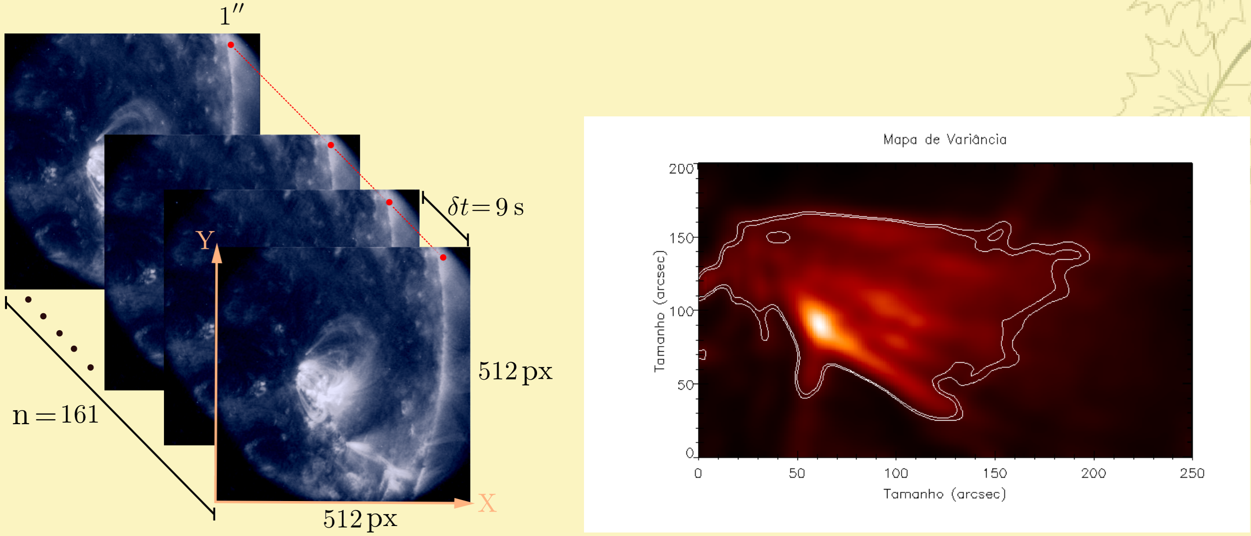


Figura 9. Esquerda: Cubo de Dados obtido pelo satélite TRACE na banda de 171 Å, o 23 de março de 1999 às 06:40 UT. Direita: Região de interesse (ROI) [Moortel, Ireland e Walsh 2000].

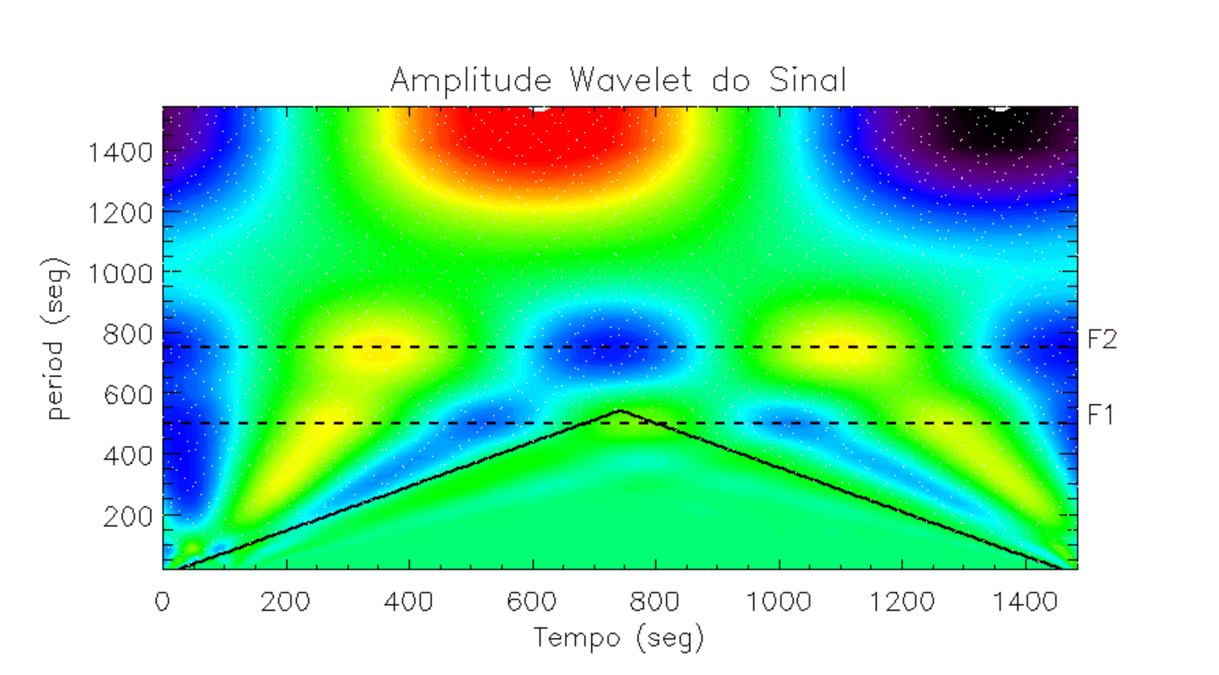


Figura 10. Espectro de amplitudes para o sinal do cubo de dados obtido pelo satélite TRACE na banda de 171 Å, o 23 de março de 1999 às 06:40 UT. F1 e F2 representam as frequências de interesse, as quais vão ser utilizadas ao calcular a transformada wavelet inversa.

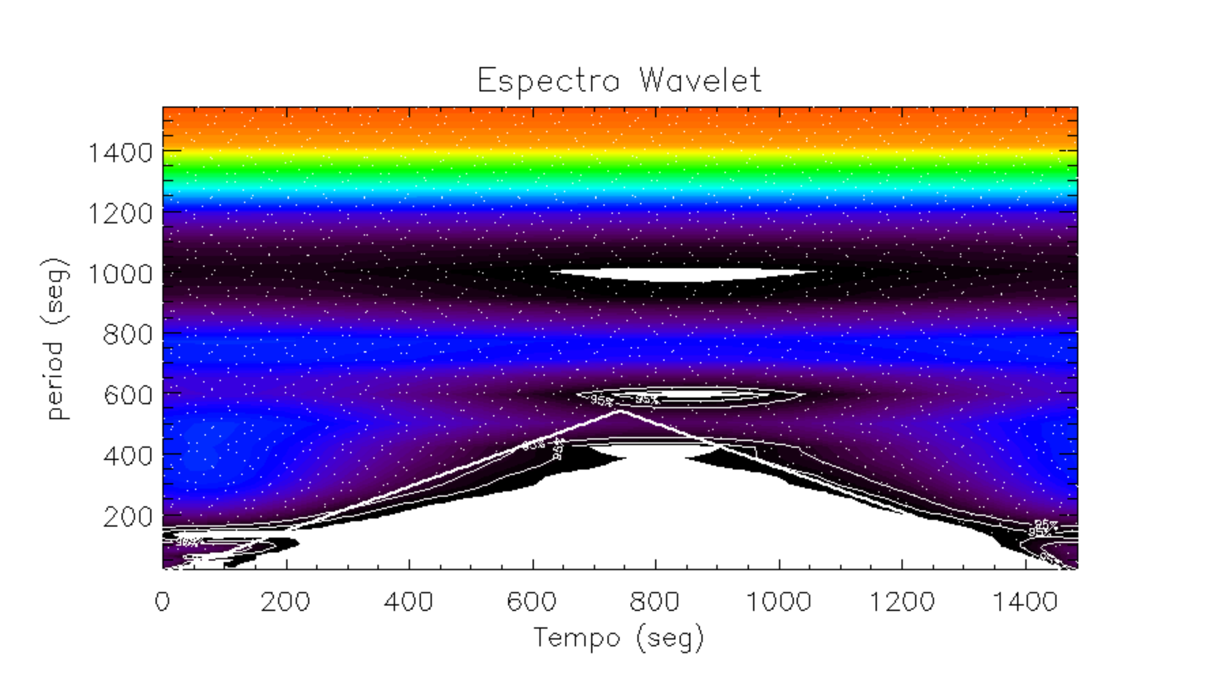


Figura 11. Espectro de potências para o sinal do cubo de dados obtido pelo satélite TRACE na banda de 171 Å, o 23 de março de 1999 às 06:40 UT. É mostrado o período com o maior nível de confiança (95%), o quais é visível através dos contornos. É identificado o período de 500 seg compreendido entre 700 e 1050 seg de duração como um possível trem de onda.

Referências

[Al-Ghafri e Erdélyi 2012]AL-GHAFRI, K. S.; ERDÉLYI, R. The effect of variable background on oscillating hot coronal loop due to thermal conduction. *ArXiv e-prints*, v. 257, p. 135–64, mar 2012.

[Ballester 2010]BALLESTER, J. L. The damping of small-amplitude oscillations in quiescent prominences. *Advances in Space Research*, v. 46, n. 4, p. 364–376, 2010. ISSN 0273-1177. <ce:title>Advances in Space Environment Research</ce:title>. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117709006218>.

[Erdélyi e Mendoza-Briceño 2004]ERDÉLYI, R.; MENDOZA-BRICEÑO, C. A. Damping of loop oscillations in the stratified corona. In: LACOSTE, H. (Ed.). *SOHO 13 Waves, Oscillations and Small-Scale Transients Events in the Solar Atmosphere: Joint View from SOHO and TRACE*. [S.l.: s.n.], 2004. (ESA Special Publication, v. 547), p. 441.

[Ferraro e Plumpton 1966]FERRARO, V. C. A.; PLUMPTON, C. *An introduction to magneto-fluid mechanics*. Clarendon P., 1966. Disponível em: <http://books.google.com.br/books?id=3fJQAAAAMAAJ>.

[Hahn, Landi e Savin 2012]HAHN, M.; LANDI, E.; SAVIN, D. W. Evidence of wave damping at low heights in a polar coronal hole. *The Astrophysical Journal*, v. 753, p. 36, jul 2012.

[Kim, Nakariakov e Shibasaki 2012]KIM, S.; NAKARIAKOV, V. M.; SHIBASAKI, K. Slow magnetoacoustic oscillations in the microwave emission of solar flares. *The Astrophysical Journal Letters*, v. 756, p. –36, sep 2012.

[Kumar, Kumar e Singh 2006]KUMAR, N.; KUMAR, P.; SINGH, S. Coronal heating by mhd waves. *Astronomy and Astrophysics*, v. 453, p. 1067–1078, jul 2006.

[Landau e Lifshitz 1987]LANDAU, L.; LIFSHITZ, E. *Fluid Mechanics*. Second. Oxford OX3 0BW, England: 00/1959, 1987. (A Course of Theoretical Physics., v. 6).

[Mendoza-Briceño, Ibáñez e Nakariakov 2001]MENDOZA-BRICEÑO, C. A.; IBÁÑEZ, M. H.; NAKARIAKOV, V. M. Nonlinear magneto-acoustic waves in the solar atmosphere. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, v. 34, p. 399–409, oct 2001.

[Mihalas e Mihalas 1984]MIHALAS, D.; MIHALAS, B. W. *Foundations of radiation hydrodynamics*. New York, Oxford: 00/1984, 1984.

[Moortel, Ireland e Walsh 2000]MOORTEL, I. D.; IRELAND, J.; WALSH, R. W. Observation of oscillations in coronal loops. *Astronomy and Astrophysics*, v. 355, p. –23, mar 2000.

[Nakariakov, Mendoza-Briceño e Ibáñez 2000]NAKARIAKOV, V. M.; MENDOZA-BRICEÑO, C. A.; IBÁÑEZ, S. M. H. Magnetoacoustic waves of small amplitude in optically thin quasi-isentropic plasmas. *The Astrophysical Journal*, v. 528, p. 767–775, jan 2000.

[Ofman, Nakariakov e Deforest 1999]OFMAN, L.; NAKARIAKOV, V. M.; DEFOREST, C. E. Slow magnetosonic waves in coronal plumes. *The Astrophysical Journal*, v. 514, p. 441–447, mar 1999.

[Ofman e Wang 2002]OFMAN, L.; WANG, T. Hot coronal loop oscillations observed by sumer: Slow magnetosonic wave damping by thermal conduction. *The Astrophysical Journal Letters*, v. 580, n. 1, p. –85, 2002. Disponível em: <http://stacks.iop.org/1538-4357/580/i=1/a=L85>.

[Priest 1982]PRIEST, E. R. *Solar magneto-hydrodynamics*. Hingham: D. Reidel Pub. Co., 1982. 74P p.

[Verwichte et al. 2008]VERWICHTE, E. et al. Damping of slow mhd coronal loop oscillations by shocks. *The Astrophysical Journal*, v. 685, p. 1286–1290, oct 2008.

[Verwichte et al. 2010]VERWICHTE, E. et al. Periodic spectral line asymmetries in solar coronal structures from slow magnetoacoustic waves. *The Astrophysical Journal Letters*, v. 724, n. 2, p. –194, 2010. Disponível em: <http://stacks.iop.org/2041-8205/724/i=2/a=L194>.