



UNIVERSIDADE DE ÉVORA

Modelo Padrão de Dínamo

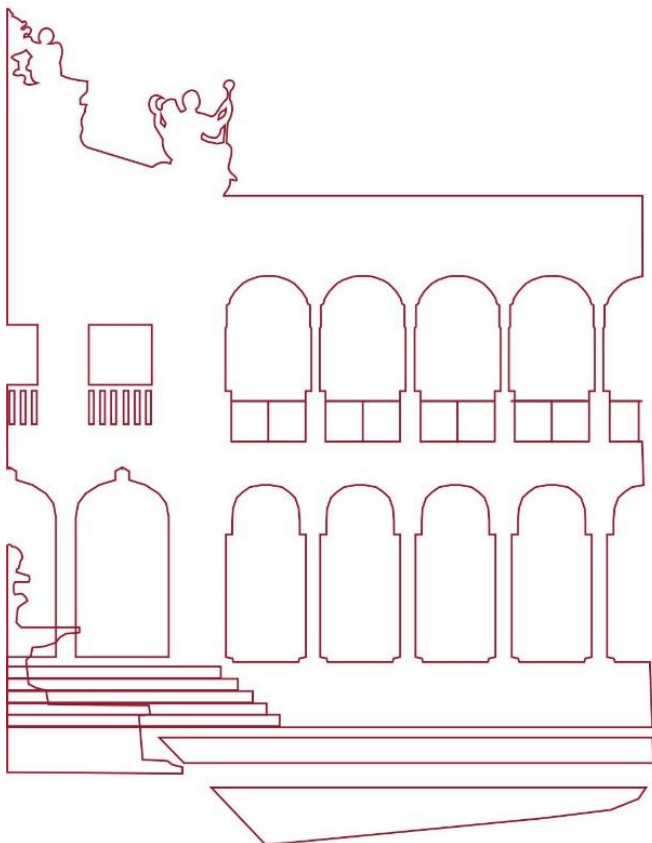
Impacto da densidade solar

Elisa Augusto dos Santos Cardoso

Orientador Ilídio Pereira Lopes

Tese apresentada à Universidade de Évora para obtenção do
Grau de Doutor em Ciências da Terra e do Espaço
Especialidade: Astronomia/Astrofísica

Évora, 2018



INSTITUTO DE INVESTIGAÇÃO E FORMAÇÃO
AVANÇADA



UNIVERSIDADE DE ÉVORA

Modelo Padrão de Dínamo

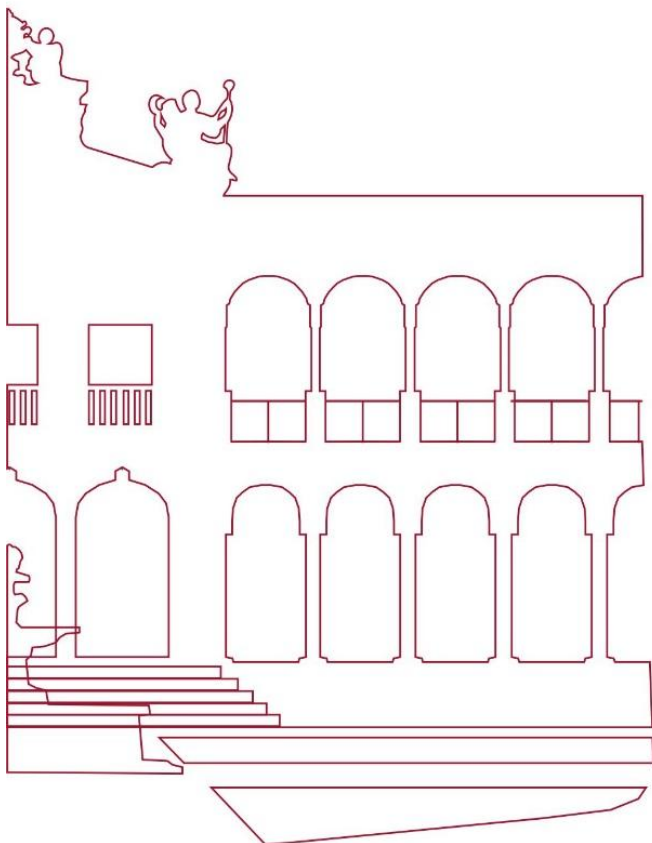
Impacto da densidade solar

Elisa Augusto dos Santos Cardoso

Orientador Ilídio Pereira Lopes

Tese apresentada à Universidade de Évora para obtenção do
Grau de Doutor em Ciências da Terra e do Espaço
Especialidade: Astronomia/Astrofísica

Évora, 2018



INSTITUTO DE INVESTIGAÇÃO E FORMAÇÃO
AVANÇADA



UNIVERSIDADE DE ÉVORA

Agradecimentos

Gostaria de agradecer ao Departamento de Física da Universidade de Évora e ao Centro Multidisciplinar de Astrofísica (CENTRA), por me terem acolhido e permitido desenvolver os estudos de doutoramento concluídos nesta presente tese, assim como à Fundação para a Ciência e a Tecnologia, pelo seu financiamento através da Bolsa (SFRH/BD/65383/2009).

Gostaria de agradecer ao meu orientador, Professor Ilídio Lopes, por me ter dado a possibilidade de empreender este desafio, pela ajuda e pertinentes sugestões ao longo deste curso de doutoramento, pela sua paciência e compreensão. Quero agradecer igualmente ao Professor Mourad Bezzeghoud pela disponibilidade demonstrada e apoio concedido.

Gostaria de agradecer aos meus velhos amigos, que me têm acompanhado nesta longa viagem da vida, pela infinita paciência, por nunca terem desistido de mim e por me terem ajudado nos momentos mais difíceis. Sois os meus aliados, a quem devo tudo! Convosco tive a oportunidade de vivenciar grandes experiências, inesperadas e surpreendentes; descobrir outros mundos. Há coisas que não são um mero acaso... Que aventura!

Agradeço aos meus pais por me terem dado a oportunidade de estudar e, principalmente, à minha mãe, sempre presente, pelo seu apoio incondicional, por ter acreditado em mim, por ser um exemplo de coragem e tenacidade, por ser a melhor mãe deste mundo, a quem devo tudo. Não esquecendo o meu irmão, um agente precursor pelo seu espírito clarividente, que tanto influenciou o início deste longo trajeto.

Quero agradecer ao Jaime, por ter sido o meu melhor amigo, acompanhando-me durante boa parte desta temporada, a quem também devo muito. Tive muita sorte em conhecê-

vi

lo e o seu olhar, tão precioso, fez de mim uma pessoa mais confiante. Até sempre, meu amigo!

Conteúdo

| | |
|---|--------------|
| Conteúdo | viii |
| Lista de Figuras | xx |
| Lista de Tabelas | xxi |
| Sumário | xxiii |
| Abstract | xxvii |
| 1 Introdução | 1 |
| 2 História das manchas solares e fundamentos do dínamo solar | 7 |
| 2.1 Primeiras observações do ciclo magnético solar | 7 |
| 2.2 Fundamentos básicos da MHD | 12 |
| 2.3 Modelo Babcock-Leighton | 20 |
| 3 Modelo Solar Padrão e Hélio-sismologia | 23 |
| 3.1 Evolução de uma estrela: o Sol | 23 |
| 3.2 Hélio-sismologia | 29 |
| 3.3 Modelo Solar Padrão: CESAM | 33 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4 | Modelo Padrão de Dínamo Solar Axissimétrico Cinemático | 35 |
| 4.1 | Introdução | 35 |
| 4.2 | Formulação matemática | 37 |
| 4.2.1 | Rotação diferencial | 39 |
| 4.2.2 | Difusividade magnética | 42 |
| 4.2.3 | Circulação meridional | 46 |
| 4.2.4 | Mecanismo alpha | 49 |
| 4.2.5 | Flutuabilidade magnética | 51 |
| 5 | Zonas subjacentes à fotosfera: Impacto da densidade no modelo de dínamo | 55 |
| 5.1 | Introdução | 55 |
| 5.1.1 | Formulação da nova função de escoamento, $(\psi r \sin \theta)_{ssm}$ | 58 |
| 5.2 | Dependência dos perfis de densidade com os parâmetros dos modelos | 62 |
| 5.3 | Discussão e conclusão | 72 |
| 6 | Camada exterior do Sol: Impacto da densidade em padrões multicelulares | 75 |
| 6.1 | Introdução | 75 |
| 6.1.1 | Perfis utilizados | 77 |
| 6.2 | Modelos de circulação meridional | 80 |
| 6.2.1 | Circulação meridional definido por uma célula | 81 |
| 6.2.2 | Circulação meridional definido por duas células radiais | 91 |
| 6.2.3 | Circulação meridional definida por quatro células latitudinais | 105 |
| 6.3 | Discussão e conclusão | 110 |
| 7 | Conclusão | 115 |
| A | Anexo A | 125 |
| A.1 | Resultados complementares ao Capítulo 5 | 125 |
| A.2 | Resultados complementares à Secção 6.2.1 do Capítulo 6 | 128 |

Lista de Figuras

| | | |
|-----|---|----|
| 2.1 | Imagem do disco solar a partir do instrumento Michelson Doppler Imager (MDI) da SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) (a), e de grupos de manchas solares (b). Fonte: Página da NASA na Solar Science. ^a | 9 |
| 2.2 | Magnetograma da superfície solar a partir do MDI da SOHO em 2000, num período de intensa atividade magnética. A polaridade positiva e a negativa do campo magnético estão sinalizadas a branco e preto, respetivamente. As regiões a cinzento representam a atividade magnética residual. Fonte: Página da NASA na Solar Science. ^b | 10 |
| 2.3 | Diagrama do campo magnético: propagação temporal e latitudinal do campo magnético à superfície (em cima) e distribuição temporal das áreas das manchas solares entre 1870 e 2016 (em baixo). Fonte: Página da NASA na Solar Science. ^b | 11 |
| 2.4 | Esquematização da produção do campo toroidal no interior do Sol através do alongamento das linhas de campo magnético (devido à rápida rotação junto ao equador) (a). Produção de loops magnéticos na direção poloidal por meio de movimentos helicoidais de turbulência convectiva (b), e coalescência de vários loops poloidais num loop em grande escala (c). Fonte: Dwivedi & Parker, 2007, p. 111 | 16 |

| | | |
|-----|---|----|
| 2.5 | Esquematisação da flutuabilidade magnética dos tubos de fluxo (a) e da emergência dos tubos de fluxo à superfície solar (b). Fonte: Dwivedi & Parker, 2007, p. 110 | 16 |
| 3.1 | Coeficiente de opacidade em função do raio e da temperatura, considerando o impacto dos diferentes elementos para a variação da opacidade no interior solar. Para temperaturas elevadas: C, N e O e para baixas temperaturas, He e H [Turck-Chièze and Lopes, 1993]. Fonte: Turck-Chièze & Couvidat, 2011, p. 11. | 28 |
| 3.2 | Amplitudes das funções radiais próprias dos modos p e g. Fonte: Página do GONG (Global Oscillation Network Group) na NSO (National Solar Observatory) ^c | 30 |
| 3.3 | Esféricos harmônicos para $l = 6$, $m = 0$, $m = 3$, e $m = 6$. Fonte: Página do GONG (Global Oscillation Network Group) na NSO (National Solar Observatory) ^c | 31 |
| 3.4 | Diagrama dos modos p e g, com uma amplificação da zona onde os modos p e os modos g se encontram (no canto superior direito e no canto inferior esquerdo, respetivamente). Frequências em função dos comprimentos de onda horizontal observados no Sol. Fonte: Página do GONG (Global Oscillation Network Group) na NSO (National Solar Observatory) ^c | 31 |
| 3.5 | Diferenças relativas entre o quadrado da velocidade do som (a) e da densidade (b) entre diferentes modelos padrões (referentes a modelos com turbulência na tachocline solar: linha pontuada-tracejada, linha tracejada e linha contínua com barras de erros obtidos a partir das observações sísmicas e, o modelo sísmico (linha contínua) [Turck-Chièze et al., 2004a]) relativamente às observações sísmicas. Fonte: Turck-Chièze & Couvidat, 2011, p. 19. | 33 |
| 4.1 | Perfil de rotação diferencial. Esquerda: Velocidade de rotação do interior solar a partir de Gilman & Howe [2003]. Direita: Perfil da velocidade angular em função do raio para as respetivas latitudes: 0° , 15° , 30° , 45° , 60° , 75° . Fonte: Página do GONG (Global Oscillation Network Group) na NSO (National Solar Observatory). ^c | 40 |

- 4.2 Perfil de rotação diferencial incluindo a camada de cisalhamento junto à base da zona convectiva - a tachocline a partir do modelo A da Tabela (4.1) (a) - e a camada de cisalhamento junto à superfície a partir do modelo da Tabela (4.2)(b). A rotação diferencial é simétrica relativamente ao equador. Fonte: Elaborada pela autora. 42
- 4.3 Perfil da difusividade associada à componente toroidal, η_t , e à componente poloidal, η_p , em função do raio normalizado a $R = 6.96 \times 10^8 m$. Fonte: Elaborada pela autora. 45
- 4.4 Função de escoamento, $\psi r \sin\theta$ com uma penetração radial de $0.61R_\odot$. A linha a tracejada mostra a localização média da tachocline compreendida entre $0.675R_\odot$ e $0.725R_\odot$ (a). Circulação meridional obtida a partir da função de escoamento, $\psi r \sin\theta$. A escala a cores mostra a escala do logaritmo de base de 10 do módulo do valor da velocidade entre $0.61R_\odot$ e a superfície (b). Fonte: Elaborada pela autora. 48
- 4.5 Componente latitudinal, v_θ e componente radial, v_r em função do raio normalizado para $R = 6.96 \times 10^8 m$ para uma latitude de 45° . Fonte: Elaborada pela autora. 48
- 4.6 Perfil do mecanismo α com a dependência angular, $\cos\theta$ em função do raio normalizado, $R = 6.96 \times 10^8 m$, e a uma latitude próxima dos polos. Fonte: Elaborada pela autora. 50
- 4.7 Perfil do mecanismo α com a dependência angular, $\sin\theta \cos\theta \left[\frac{1}{1+e^{(-30(\theta-\pi/4))}} \right]$, utilizado nos cálculos para a produção da componente poloidal do campo magnético conforme descrito em [Hazra et al., 2014]. Perfil latitudinal para $r = 0.99R_\odot$ em função da latitude em m/s. Fonte: Elaborada pela autora . . . 51
- 4.8 Compósito de diagramas relativo às erupções da componente toroidal à superfície. Os símbolos 'o' e '+' representam, respetivamente, a componente positiva e a negativa do campo toroidal. O gradiente de cores ilustra a variação na paridade, i.e., mostra a passagem de uma solução simétrica (preto) para uma anti-simétrica (azul). Fonte: Elaborada pela autora. 52

- 4.9 Representação da componente toroidal na base da zona convectiva com uma escala de cores e a componente radial do campo a superfície representada com contours ((+) componente positiva, (-) componente negativa), segundo o modelo [Chatterjee et al., 2004] - tratamento local da flutuabilidade (a) - e segundo o modelo aproximado de Dikpati & Charbonneau [1999] , isto é, não local (b). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 53
- 4.10 Perfil meridional da componente toroidal (escala a cores) e da componente poloidal, dado por $r \sin \theta A$ (linha a tracejado para valores negativos, e contínua para valores positivos) e associado à Figura 4.9a (a) e à Figura 4.9b (b). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 54
- 5.1 Perfis radiais da diferença relativa da densidade entre o modelo solar padrão e os dados resultantes da inversão a partir da hélio-sismologia [Turck-Chièze et al., 1997, Basu et al., 2009]. A linha contínua a azul corresponde ao modelo solar com as abundâncias AGS05 e a linha contínua verde ao modelo solar, GS98. A localização da base da zona de convecção é indicada pela linha vertical: $0.71R_{\odot}$ (linha tracejada verde) para o modelo solar [Grevesse and Sauval, 1998] e $> 0.71R_{\odot}$ (linha tracejada azul) para o modelo solar [Asplund et al., 2005a]. Fonte: Cardoso & Lopes, 2012, p. 3. 56
- 5.2 (a) Perfil da densidade de referência em função do raio, ρ_{pol} (linha vermelho) e da densidade associada ao modelo solar padrão, ρ_{ssm} (linha verde), com a composição química de Grevesse & Sauval [1998]. (b) Diferença relativa entre o perfil de densidade, ρ_{ssm} [Grevesse and Sauval, 1998] e o perfil da densidade de referência, ρ_{pol} , para a composição química de Asplund et al [2005a] (linha azul) e para a composição química de Grevesse & Sauval [1998] (linha verde). Fonte: Elaborada pela autora. 58

5.3 Componente latitudinal da circulação meridional, $v_{\theta}(m/s)$ em função do raio para as médias latitudes (a) e em função da latitude no limite inferior da tachocline (b): modelo SSM (linha contínua verde) e modelo de referência (linha contínua vermelha). Tempo de advecção em função do raio (r/R) associado ao modelo de referência (ponteadado a vermelho) e ao modelo SSM (ponteadado a verde) (c). Fonte: Elaborada pela autora. 60

5.4 Perfil de difusividade em função do raio (r/R). A linha contínua refere-se à difusividade associada à componente poloidal, η_p , e a linha tracejada refere-se à difusividade associada à componente toroidal, η_t , do campo magnético. Fonte: Elaborada pela autora. 61

5.5 Evolução da componente toroidal (a) para o modelo SSM. A escala a cores mostra a intensidade da componente ($\times 10^5$ Gauss). Os pontos indicam onde o campo magnético atinge o valor de 10^5 Gauss para valores positivos (+) e valores negativos (-) das respectivas emergências de campo magnético à superfície (b). Fonte: Elaborada pela autora. 63

5.6 Variação da componente latitudinal da circulação meridional, v_{θ} (m/s), em função do raio para as médias latitudes (a) e em função da latitude no limite inferior da tachocline (b). O modelo A está representado pela linha contínua verde e o modelo de referência, pela linha contínua vermelha. Os modelos foram calculados considerando o envelope solar, compreendido entre $0.55R_{\odot}$ e R_{\odot} . Fonte: Elaborada pela autora. 64

5.7 Evolução da componente toroidal do campo magnético para o modelo A (a) e para o modelo de referência (b). A escala a cores mostra a intensidade de ambas as componentes ($\times 10^5$ Gauss). Fonte: Elaborada pela autora. 64

5.8 Os pontos indicam onde o campo magnético atinge o valor de 10^5 Gauss, para valores positivos (+) e valores negativos (-) das respectivas emergências de campo à superfície no modelo A (vermelho) e no modelo de referência (preto). Fonte: Elaborada pela autora. 65

- 5.9 Distribuições meridionais da componente radial, B_r , para o modelo SSM (a), e para o modelo A (b), e das respectivas componentes latitudinais associadas, B_θ , para o modelo SSM (c) e para o modelo A (d). A escala a cores mostra a intensidade de ambas as componentes ($\times 10^5$ Gauss). Fonte: Elaborada pela autora. 66
- 5.10 Perfis meridionais para diferentes tempos relativos a um meio ciclo: a componente toroidal (primeira coluna) e a componente poloidal (segunda coluna) do campo magnético associadas ao modelo SSM ($1R_\odot$); a componente toroidal (terceira coluna) e a componente poloidal (quarta coluna) do campo magnético associadas ao modelo A ($0.96R_\odot$). A escala a cores mostra a intensidade da componente toroidal ($\times 10^5$ Gauss) e da componente poloidal ($\times 10^5$ Gauss.m). O contorno a magenta indica a localização acima do raio de penetração, R_p , isto é, a $0.65R_\odot$. Fonte: Elaborada pela autora. 67
- 5.11 Variação da componente latitudinal da circulação meridional, v_θ (m/s), em função do raio para as médias latitudes (gráfico a esquerda) e em função da latitude no limite inferior da tachocline (gráfico a direita). O modelo D está representado pela linha contínua verde e o modelo de referência, pela linha contínua vermelha. Os modelos foram calculados considerando o envelope solar, compreendido entre $0.55R_\odot$ e R_\odot . Fonte: Elaborada pela autora. 68
- 5.12 Evolução da componente toroidal do campo magnético para os modelos D (a) e D* (modelo D modificado) (b). A escala a cores mostra a intensidade da componente ($\times 10^5$ Gauss). Fonte: Elaborada pela autora. 69
- 5.13 Os pontos indicam onde o campo atinge o valor de 10^5 Gauss, para valores positivos (+) e valores negativos (-) das respectivas emergências de campo à superfície para os modelos D (vermelho) e D* (preto). Fonte: Elaborada pela autora. 69

- 5.14 Perfis meridionais para diferentes tempos relativos a um meio ciclo: componente toroidal (primeira coluna) e componente poloidal (segunda coluna) do campo magnético associadas ao modelo D ($0.99R_{\odot}$) e a componente toroidal (terceira coluna) e a componente poloidal (quarta coluna) associadas ao modelo D*. A escala a cores mostra a intensidade da componente toroidal ($\times 10^5$ Gauss) e da componente poloidal ($\times 10^5$ Gauss.m). O contorno a magenta indica a localização acima do raio de penetração, R_p , isto é, a $0.65R_{\odot}$ da célula meridional. Fonte: Elaborada pela autora. 70
- 5.15 Distribuições meridionais da componente radial, B_r , para o modelo D (a) e para o modelo D* (b); e das respectivas componentes latitudinais associadas, B_{θ} , para o modelo D (c) e para o modelo D*(d). A escala a cores mostra a intensidade da componente ($\times 10^5$ Gauss). Fonte: Elaborada pela autora. . . 71
- 6.1 Gradiente radial, $\partial\Omega/\partial r$ (a) e (c), e latitudinal, $(1/r)\partial\Omega/\partial\theta$ (b) e (d) do perfil da velocidade angular expresso na Figura (4.2a) e Figura (4.2b) respectivamente. Fonte: Elaborada pela autora. 78
- 6.2 Perfil radial da densidade, ρ (g/cm^3), para o modelo de referência, ρ_{pol} , definido na Equação(6.1) (linha a vermelho) e para o modelo solar padrão, ρ_{ssm} , obtido através da composição química, GS98 (linha a preto) [Grevesse and Sauval, 1998] . Fonte: Elaborada pela autora. 79
- 6.3 Circulação meridional definida a partir da função de escoamento, $\psi r \sin\theta$, com o respetivo raio de penetração, i.e., para o modelo SSM1/SSM2 e Ref1/Ref2 (a) e, para o modelo SSM3 (c). Componente latitudinal da velocidade, v_{θ} (m/s), em função do raio, r/R_{\odot} . A linha tracejada a azul corresponde ao modelo de circulação meridional de referência (Ref1/Ref2) e a linha contínua a vermelho refere-se à circulação meridional dos modelos SSM1 e SSM2, definida a partir da densidade do modelo solar padrão, ρ_{ssm} , para um raio de penetração de $0.65R_{\odot}$ (b) e $0.825R_{\odot}$ para o modelo SSM3 (d). Fonte: Elaborada pela autora. 82

- 6.4 Evolução da componente toroidal do campo, B_ϕ , na base da zona convectiva para o modelo SSM1 (a) e SSM2 (b); e, para o modelo Ref1 (c) e Ref2 (d) junto à base da zona convectiva, respetivamente. A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 83
- 6.5 Tempo associado à difusão (estrelas ponteadas a verde) em função da difusividade poloidal, η_{BCZ} ; e o tempo de advecção (estrelas ponteadas a azul) em função do raio (r/R) associado ao modelo SSM. Fonte: Elaborada pela autora. 86
- 6.6 Distribuições meridionais da componente radial, B_r , e latitudinal, B_θ para o modelo SSM1 (a) e (b) , e para o modelo SSM2 (c) e (d). Distribuições meridionais da componente radial, B_r , e latitudinal, B_θ para o modelo Ref1 (e) e (f), e para o modelo Ref2 (g) e (h), respetivamente. A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 86
- 6.7 Perfis meridionais relativos à componente toroidal, B_ϕ , considerando o modelo SSM1 (primeira coluna) e o modelo SSM2 (segunda coluna) para os respetivos tempos (T/10, T/5, 3T/10, 4T/10, T/2). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 89
- 6.8 Perfis meridionais relativos à componente toroidal, B_ϕ , considerando o modelo Ref1 (primeira coluna) e Ref2 (segunda coluna) para os respetivos tempos (T/10, T/5, 3T/10, 4T/10, T/2). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 90

6.9 (a) Circulação meridional constituída por duas células radiais definidas entre $0.65R_{\odot}$ e $1R_{\odot}$ direcionadas para o equador a $0.65R_{\odot}$ e para os polos aproximadamente a $0.82R_{\odot}$ para a célula mais interna, e em direção ao equador a $0.82R_{\odot}$ e para os polos a superfície para a célula posterior. A escala a cores demonstra os valores de $\log(|v|)$. (b) Gráfico da componente latitudinal da velocidade, v_{θ} (m/s), em função do raio, r/R_{\odot} . A linha contínua a vermelho corresponde à circulação meridional do modelo de referência (Ref1/Ref2) e a linha tracejada a azul refere-se a circulação meridional dos modelos SSM1 e SSM2 (em função da densidade do modelo solar padrão, ρ_{ssm}). Fonte: Elaborada pela autora. 93

6.10 Tempo associado à difusão (estrelas ponteadas a verde) em função da difusividade poloidal, definido na Equação (4.11) e o tempo de advecção (estrelas ponteadas a azul) associado à circulação meridional do modelo de Ref1/Ref2(a) e do modelo SSM1/SSM2 (b). Fonte: Elaborada pela autora. . . . 95

6.11 Evolução da componente toroidal do campo B_{ϕ} na base da zona convectiva para o modelo SSM1 (a), SSM2 (c) e, para o modelo Ref1(c) e Ref2(d) no regime difusivo e advectivo, respetivamente. A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 96

6.12 Distribuições meridionais da componente radial, B_r e latitudinal, B_{θ} para o modelo SSM1 (a) e (b) e, SSM2 (c) e (d); para o modelo Ref1 (e) e (f) e, Ref2 (g) e (h), respetivamente. A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 97

6.13 Perfis meridionais da componente toroidal, B_{ϕ} , para o modelo SSM1 (primeira coluna); para o modelo SSM2 e para o modelo Ref2 (segunda e terceira coluna, respetivamente), para os respetivos tempos (T/10, T/5, 3T/10, 4T/10, T/2). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 98

- 6.14 Perfis meridionais da componente poloidal, $A_\phi r \sin\theta$, para o modelo SSM1 (primeira coluna); para o modelo Ref2 e para o modelo SSM2 (segunda e terceira coluna, respetivamente) para os respetivos tempos ($T/10$, $T/5$, $3T/10$, $4T/10$, $T/2$). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 99
- 6.15 A linha contínua a vermelho corresponde ao perfil radial da componente v_θ da circulação meridional do modelo de referência (modelo Ref1) e a linha tracejada a azul e a preto refere-se a circulação meridional dos modelos SSM1 e SSM2, respetivamente. Fonte: Elaborada pela autora 100
- 6.16 Evolução da componente toroidal do campo magnético B_ϕ na base da zona convectiva, para o modelo SSM1 (a) e para o modelo SSM2 (b) (resultante da diminuição de amplitude da circulação meridional - segundo a linha tracejada a preto da Figura (6.15))), em regime difusivo. No painel (c) mostra a evolução da componente toroidal do campo magnético B_ϕ para o modelo Ref1 . A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 102
- 6.17 Distribuições meridionais da componente radial, B_r , para o modelo Ref1 (a) e para o modelo SSM1 (b) e da componente latitudinal, B_θ , para o modelo Ref1 (c) e para o modelo SSM1 (d) em regime difusivo. A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 103
- 6.18 Perfis meridionais da componente toroidal, B_ϕ para o modelo SSM1 (primeira coluna) e, com a diminuição da amplitude da circulação meridional exposta na Figura (6.15) (segunda coluna) - modelo SSM2, para os respetivos tempos ($T/10$, $T/5$, $3T/10$, $4T/10$, $T/2$). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 104

- 6.19 Circulação meridional constituída por quatro células latitudinais definidas entre $0.65R_{\odot}$ e $1R_{\odot}$; uma, situada entre 67.5 e 90 graus, orientada à superfície para o equador; outra, dirigindo-se para os polos entre 45 e 67.5 graus; uma terceira célula situada entre 22.5 e 45 graus, dirigindo-se em direção ao equador; e, finalmente, uma entre o equador e 22.5 graus, dirigindo-se, à superfície, para o polo. Fonte: Elaborada pela autora. 105
- 6.20 (a) Gráfico da componente latitudinal da velocidade, v_{θ} (m/s), em função do raio, r/R_{\odot} , para latitudes de 78.75 graus (a), 56.25 graus (b), 33.75 graus (c) e 11.25 graus (d). A linha tracejada a azul corresponde ao modelo de circulação meridional de referência (modelo Ref1) e a linha contínua a vermelho refere-se à circulação meridional do modelo SSM1, e com a densidade do modelo solar padrão, ρ_{ssm} . Fonte: Elaborada pela autora. 106
- 6.21 Evolução da componente toroidal do campo magnético B_{ϕ} na base da zona convectiva para o modelo SSM1 (a) e para o modelo Ref1 (b). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 107
- 6.22 Distribuições meridionais da componente radial, B_r , e da componente latitudinal, B_{θ} para o modelo SSM1 (a) e (b) e, para o modelo Ref1 (c) e (d). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 108
- 6.23 Perfis meridionais da componente toroidal, B_{ϕ} , para o modelo SSM1 (primeira coluna), e da componente poloidal, $A_{\phi}r\sin\theta$ (segunda coluna), para o modelo Ref1 (terceira e quarta coluna, respetivamente). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 109
- A.1 Tempo de advecção associado à nova formulação de v_{θ} (circulação meridional do modelo SSM) a partir da composição química [Asplund et al., 2005a] (quadrados a vermelho) e de [Grevesse and Sauval, 1998] (estrelas ponteadas a azul). Fonte: Elaborada pela autora. 126

- A.2 Evolução da componente toroidal para vários modelos SSM consoante os valores de R_t , $R_t = 1R_\odot$ (a), $R_t = 0.99R_\odot$ (b), $R_t = 0.98R_\odot$ (c), $R_t = 0.96R_\odot$ (d), considerando para a modelização a composição química de Asplund et al [2005] . A escala a cores mostra a intensidade da componente toroidal. Fonte: Elaborada pela autora. 127
- A.3 Evolução da componente toroidal do campo magnético, B_ϕ na base da zona convectiva a partir da circulação meridional do modelo SSM3 (Figura (6.3c), linha vermelha) considerando o perfil de rotação diferencial ilustrado na Figura (4.2a) , num regime difusivo, isto é, para $\eta_p = 2.2 \times 10^{12} cm^2/s$. A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 128
- A.4 Circulação meridional definida por quatro células em latitude entre $0.827R_\odot$ e $1R_\odot$ para o modelo SSM (a). A escala de cores descreve a amplitude em base logarítmica de 10. Evolução da componente toroidal do campo magnético, B_ϕ na base da zona convectiva num regime difusivo, para o respetivo modelo SSM (b). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora. 129

Lista de Tabelas

| | | |
|-----|--|-----|
| 3.1 | Lista das reações nucleares existentes na região central do Sol. Fonte: Turck-Chièze & Couvidat, 2011, p. 2. | 25 |
| 4.1 | Parâmetros básicos do perfil de rotação diferencial. Fonte: Dikpati et al, 2002, p. 2. | 40 |
| 4.2 | Parametrização de vários perfis de rotação diferencial. Fonte: Dikpati et al. , 2002, p. 2. | 41 |
| 5.1 | Modelos de dínamo solar. Fonte: Cardoso & Lopes, 2012, p. 6. | 62 |
| 6.1 | Modelos de dínamo solar. Fonte: Elaborada pela autora. | 82 |
| 6.2 | Modelos de dínamo solar. Fonte: Elaborada pela autora. | 92 |
| 6.3 | Modelos de dínamo solar. Fonte: Elaborada pela autora. | 100 |
| 6.4 | Modelos de dínamo solar. Fonte: Elaborada pela autora. | 105 |

Sumário

Segundo a Teoria de Dínamo Solar, o campo magnético no Sol é transportado e organizado através da circulação meridional. A circulação meridional nos modelos de dínamo solar ganhou popularidade em meados dos anos 1990. Após vários anos de pesquisa, o padrão definido a partir de uma célula de circulação meridional passou a ser suficiente para descrever a evolução do campo magnético no interior do Sol e junto à fotosfera. Com a evolução das técnicas observacionais e modelizações numéricas, verificada no virar do século, começaram a surgir constrangimentos associados à circulação meridional.

Desde então, a difícil tarefa de prever os ciclos solares a partir de modelos de dínamo, inspirados em resultados hélio-sismológicos, tem sido debatida nos circuitos académicos e de investigação. Embora a hélio-sismologia se tenha revelado uma grande ajuda para definir a amplitude e a direção do transporte meridional junto à superfície, as camadas mais profundas da zona convectiva continuam a ser um mistério na definição do transporte do campo magnético. A falta de informação sobre a circulação meridional no interior do Sol, continua a gerar incertezas acerca da evolução temporal do campo magnético ao longo do ciclo solar.

O objetivo deste trabalho consiste, essencialmente, em estudar o impacto de um perfil de densidade solar consistente com as últimas atualizações do modelo padrão solar (SSM - Solar Standard Model) e com a hélio-sismologia na predição de ciclos e estabelecer uma comparação destes com as observações. Acreditamos que, se restringirmos o nosso estudo a propriedades termodinâmicas e dinâmicas pouco consistentes com a hélio-sismologia, afastaremos a possibilidade da evolução para modelos de dínamo mais realistas. Assim, neste

estudo, optámos por considerar a densidade solar incorporando no modelo de dínamo processos dinâmicos tais como a rotação diferencial, a difusão e diferentes padrões de circulação baseados em dados observacionais.

É sabido que, em modelos de dínamo axissimétrico cinemático, o perfil de densidade assume um papel determinante para a definição do transporte do campo magnético. Por conseguinte, a circulação meridional é descrita a partir da relação $\rho v = \nabla \times \psi e_\phi$; onde ψ é uma função de escoamento, v representa a velocidade e ρ , a densidade do plasma. O perfil de densidade hélio-sismológico é a melhor assinatura dos processos dinâmicos que ocorrem na base da zona convectiva e nas camadas junto à fotosfera. A derivação deste perfil de densidade é realista e mais complexa do que o utilizado nestes modelos de dínamo, fornecendo informações adicionais sobre o transporte do campo magnético no Sol.

A definição do transporte meridional do campo magnético na sua forma usual, ou seja, a partir de uma densidade aproximadamente adiabática, explica vários aspetos do ciclo solar observáveis na fotosfera. O nosso trabalho demonstrou que a densidade solar tem impacto sobre os mecanismos de transporte do campo magnético, desde a base da zona convectiva até à superfície. Esta nova formulação de modelos, em termos de transporte de campo magnético no plano meridional, põe em evidência algumas diferenças importantes entre os modelos teóricos e as observações realizadas.

Demonstramos ainda que os efeitos causados pela variação da densidade em regiões críticas do interior solar, como a tachocline, a base da zona convectiva, as camadas de ionização parcial do hidrogénio e do hélio e a camada superadiabática, não podem ser desprezados numa descrição realista do ciclo magnético solar. Além disso, os nossos resultados revelam que a diferença da composição química no modelo solar na base da zona convectiva tem um papel menor para a formação e evolução dos ciclos magnéticos.

A partir deste trabalho propomos a construção de modelos de transporte meridional que decalcam a elevada estratificação da zona convectiva. Poderíamos proceder a outras alterações do processo advectivo, que pusessem em evidência a elevada estratificação da zona convectiva até à fotosfera; no entanto, temos de referir que, neste modelo, o transporte latitudinal assume o papel principal no transporte e organização do campo magnético. Comparativamente ao campo magnético à superfície, o campo magnético neste modelo de

dínamo é descrito de forma a estar fortemente dependente do transporte meridional nas camadas profundas. Logo, uma alteração dos mecanismos provenientes das camadas subjacentes da fotosfera é pouco determinante para a evolução do campo magnético. Neste sentido, este trabalho sugere a necessidade de se fazer uma análise mais meticulosa das camadas subjacentes à superfície solar, de forma a determinar a sua contribuição para a evolução do campo magnético solar; nomeadamente, para o estudo da variabilidade solar, em termos de amplitude e periodicidades.

Palavras chave: Física Solar, Campo Magnético, Modelo Solar, Dínamo Solar, Hélio-sismologia, Manchas Solares

Abstract

Standard Dynamo Model

Impact of the solar density

The dynamo theory states that sun's magnetic field is transported and structured by meridional circulation. Meridional circulation, or meridional flow, in solar dynamo models became popular in the mid-1990s. After several years of research, the pattern defined from a meridional flow cell sufficed to describe the evolution of the magnetic field in the Sun's interior and close to the photosphere. With the development of observational techniques and numeric modelling, at the turn of the century, constraints associated to meridional flow began to appear.

Since then, the challenging task of predicting solar cycles from dynamo models, inspired by helioseismologic findings, has been debated in the academic and research fields. Although helioseismology revealed itself to be a significant aid in defining the amplitude and direction of the flow near the surface, the deeper layers of the convective region remain a mystery when it comes to the definition of the magnetic field transport. The lack of information about the meridional circulation in the Sun's interior, still generates uncertainty regarding the temporal evolution of the magnetic field throughout the solar cycle.

The purpose of this work consists, essentially, in studying the impact of a solar density profile consistent with the latest updates of the solar standard model (SSM) and the helioseismology, in predicting cycles and establishing a comparison between these and the

observations. We believe that, by narrowing our study to thermodynamics and dynamics properties less consistent with the helioseismology, we should be able to put aside the possibility of evolving to more realistic models. Therefore, in this study, we have opted to consider the solar density, incorporating dynamic processes in the solar model such as the differential rotation, diffusion and different circulation patterns based on observational discoveries. It is known that, in axisymmetric kinematic dynamo models, the density profile plays a determinant role in defining the magnetic field transport. Consequently, meridional circulation is described by the relation $\rho v = \nabla \times \psi e_\phi$; where ψ is the stream function, v represents the speed and ρ , the plasma density. The helioseismological density profile is the best signature of dynamic processes occurring at the base of the convective region and the layers near the photosphere. The derivation of such a density profile is far more realistic and complex than that used in these dynamo models, providing additional information to the transport of the magnetic field in the Sun.

Defining the meridional transport of the magnetic field at its usual form, that is to say, from an approximately adiabatic density, explains several aspects of the solar cycle that can be observed in the photosphere. With this study, we established that the solar density, in addition to tracing the Sun's structure with the highest precision, induces physical processes not yet considered in standard dynamo models.

Our work has demonstrated that solar density impacts to the magnetic field's transport mechanisms, from the base of the convective region up to the surface. This new formulation of models, in terms of magnetic field transport at the meridional level, evidences some relevant differences among theoretical models and the observations performed.

We further demonstrated that the effects caused by the density variation in critical areas of the solar interior, such as the tachocline, the base of the convective region, the layers of partial ionization of hydrogen and helium, and the super-adiabatic layer, cannot be overlooked in a realistic description of the solar magnetic cycle. Furthermore, our findings revealed that the difference of chemical composition of the solar model at the base of the convective region holds a lesser role in the formation and development of magnetic cycles.

From this groundwork, we encourage the building of meridional transport models

which trace the high stratification of the convective region. We could undertake further changes to the advective process, which would highlight the high stratification of the convective region up until the photosphere; however, we must refer that, in this model, the latitudinal transport plays the main role in the transport and structuration of the magnetic field. Also, in comparison to that on the surface, in this dynamo model the magnetic field is described as strongly dependent on the meridional transport on the most inner layers/on the deeper layers. Hence, a change of the mechanisms deriving from the lower photosphere layers is not decisive to the development of the magnetic field. In this sense, this work supports the need for a more thorough analysis of the lower layers, in order to determine their contribution to the development of the solar magnetic field, namely, to the study of solar variability, in terms of range and frequencies.

Keywords: Solar Physics, Magnetic Fields, Solar Models, Solar Dynamo, Helioseismology, Sunspots

1

Introdução

Desde o século XVII, os avanços na Física Solar não têm parado de progredir. A descoberta da evolução cíclica da atividade magnética no Sol, com recurso aos primeiros telescópicos [Schwabe, 1844], foi o começo de uma longa caminhada até aos dias de hoje, onde os aspetos observacionais das propriedades globais do campo magnético [Carrington, 1858, Spoerer, 1894] são passíveis de se representar através de modelos teóricos [Choudhuri et al., 1995, Dikpati and Charbonneau, 1999, Yeates et al., 2008]. Sendo as manchas solares (observadas à superfície do Sol) [Schöve, 1983] áreas de grande concentração de campo magnético [Hale, 1908], as mesmas tornaram-se o ponto de partida das teorias dos últimos séculos [Parker, 1955a, Babcock, 1959, Steenbeck and Krause, 1966, Leighton, 1969].

O Sol, como corpo central do nosso sistema solar, impacta seriamente o nosso sistema planetário. Segundo a premissa da Teoria do Dínamo Solar [Rüdiger et al., 2005],

existem mecanismos físicos em corpos celestes capazes de gerar campos magnéticos autossustentáveis. Basicamente, esta teoria descreve a forma como o movimento de plasmas provoca correntes elétricas indutivas capazes de manter um campo magnético contra a dissipação Ôhmica em corpos celestes, tais como, no nosso Sol [Choudhuri, 1999a]. O campo magnético criado no interior deste astro não é constante no tempo e manifesta-se de várias formas; possui um comportamento cíclico que se torna particularmente evidente quando o fluxo magnético emerge à superfície solar, na fotosfera. Nesta altura ocorrem erupções solares - conhecidas por flares - e ejeções de massa coronal (CMEs - Coronal Mass Ejections) que projetam partículas e raios-x de alta energia e que, ao interagirem com o meio circundante do planeta (magnetosfera e atmosfera), podem afetar diversos sistemas tecnológicos, desde satélites a redes de distribuição de energia. Estes fenómenos de meteorologia espacial produzem também fenómenos óticos nas suas regiões polares (auroras).

Acredita-se, hoje em dia, que a origem do campo magnético de grande escala no Sol é uma consequência da interação entre convecção, campo magnético turbulento e, correntes de plasma de larga escala na região subjacente da superfície do Sol, a zona convectiva [Chandrasekhar, 1952]. A visão mais consensual deste processo é que os tubos de fluxo magnético, formados na base da zona convectiva [Zahn, 1991, Spiegel and Zahn, 1992a] pela ação do cisalhamento da rotação diferencial (shearing), emergem à superfície devido à ação das forças de impulsão [Parker, 1955a, Parker, 1955b]. Quando estes tubos emergem à fotosfera formam regiões bipolares ativas - pares ou grupos de manchas solares. As manchas solares são regiões mais escuras e frias, devido à concentração do campo magnético que inibe a convecção localmente. As regiões bipolares aparecem à superfície com uma inclinação média de 14 graus relativamente ao equador, podendo variar ao longo do ciclo solar - Lei de Joy. O estudo da inclinação das regiões ativas levou ao desenvolvimento de uma formulação matemática que explicasse o comportamento do campo magnético solar global - teorias de campo médio [Babcock, 1961, Leighton, 1969, D'Silva and Choudhuri, 1993]. As primeiras teorias de dínamo solar desenvolvidas a partir da abordagem de Parker-Steenbeck-Krause-Radler (PSKR) [Steenbeck and Krause, 1966], embora bastante elegantes, rapidamente se mostraram ineficazes para explicar a lei de Joy. Estudos sobre a estabilidade dos tubos de fluxo magnético revelaram a impossibilidade da força de Coriolis torcer estes tubos enquanto emergiam à superfície caso o campo magnético inicial tiver amplitudes da ordem

de 10^5 Gauss. Uma abordagem mais qualitativa, baseada na observação do decaimento das regiões bipolares, e o subsequente transporte latitudinal do campo magnético residual foi proposta por Babcock [1961] e Leighton [1969] - mecanismo de Babcock-Leighton (BL). Modelos de dínamo que levam em conta o mecanismo BL reproduzem adequadamente as propriedades observadas do ciclo solar [Choudhuri et al., 1995, Dikpati and Charbonneau, 1999] sem, no entanto, terem em consideração uma descrição detalhada das propriedades termodinâmicas, como veremos adiante, consistentes com a hélio-sismologia [Turck-Chièze and Couvidat, 2011].

Sabe-se que o ciclo solar (atividade magnética no Sol) se caracteriza por um padrão de mínimos e máximos de intensidade de campo magnético que se repete a cada 11 anos aproximadamente. Além disso, existe uma variabilidade intrínseca persistente no ciclo, i.e., a amplitude e duração de cada pico de intensidade pode variar ao longo do tempo; esta variabilidade está por sua vez relacionada com a variação dos mecanismos que constituem o dínamo solar. O estudo do impacto das propriedades termodinâmicas e da dinâmica das camadas internas do Sol na variabilidade do ciclo solar foi o objeto de estudo neste último século [Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2008, Lopes and Passos, 2009, Passos et al., 2012, Choudhuri and Hazra, 2015] e, constitui ainda uma questão em aberto na Física Solar. A diversificação dos modelos de dínamo espelha a tentativa de modelização conjunta dos vários mecanismos físicos magneto-hidrodinâmicos e termodinâmicos, capazes de inferir sobre a formação e evolução do campo magnético. Do ponto de vista da estrutura, o modelo solar padrão (solar standard model - SSM) descreve bem a nossa estrela; tem toda a teoria de evolução estelar como base (termodinâmica e física nuclear). Pode dizer-se que a física do SSM [Couvidat et al., 2003, Turck-Chièze et al., 2001, Turck-Chièze et al., 2004a, Turck-Chièze et al., 2004b] é constrangida por resultados hélio-sismológicos e outros dados observacionais. Desde do lançamento da sonda espacial SoHO (Solar Heliospheric Observatory) em 1995, e a partir de instrumentos tais como GOLF (Global Oscillations at Low Frequency) [Gabriel et al., 1995], e MDI (Michelson Doppler Imager) [Scherrer et al., 1995], as propriedades termodinâmicas têm sido determinadas com cada vez mais precisão e, conseqüentemente, o modelo SSM tem convergido cada vez mais para um modelo realista [Turck-Chièze and Couvidat, 2011]. O conhecimento do perfil de rotação do Sol foi talvez o dado mais importante para o avanço dos modelos de dínamo [Charbonneau, 2010]; sendo que a brusca transi-

ção existente na taxa de rotação entre as zonas radiativa e convectiva - a tachocline [Spiegel and Zahn, 1992b, Charbonneau, 2010] - dispõe de um mecanismo físico que ajuda a intensificação e concentração do campo magnético. Este mecanismo pode também ser responsável em parte pelas variações do ciclo solar [Strugarek et al., 2017]. Para além da rotação diferencial, detetou-se uma corrente superficial de plasma que transporta campo magnético das zonas equatoriais para os polos [Latushko, 1993, Komm et al., 1993b, Hathaway, 1996, Snodgrass and Dailey, 1996] - a circulação meridional. A inclusão destes perfis de correntes de plasma globais nos modelos de dínamo é fundamental [Basu and Antia, 2004, Baturin, 2011, Baturin et al., 2013, Strugarek et al., 2017]. As propriedades da superfície determinadas a partir das inversões sísmicas dependerá da matéria constituinte do Sol e envolver-se-á em processos magneto-hidrodinâmicos complexos que controlam a atividade solar [Basu and Antia, 2004, Baturin, 2011, Baturin et al., 2013, Strugarek et al., 2017].

Esta tese centra-se sobre o desenvolvimento de modelos de dínamo mais realistas a partir de transportes meridionais de campo magnético influenciados por uma estratificação (perfil de densidade) mais realista da zona convectiva. Desta forma, colocamos em evidência a possibilidade da introdução de um perfil de densidade hélio-sismicamente consistente [Turck-Chieze and Lopes, 1993] no processo advectivo. O objetivo principal é construir um modelo de dínamo solar a partir de quantidades termodinâmicas e dinâmicas realistas, nomeadamente o perfil radial da densidade e a rotação diferencial, obtidos com a ajuda da hélio-sismologia [Turck-Chieze and Lopes, 1993, Charbonneau et al., 1999]. Pretendemos obter diagramas de campo magnético que sejam consistentes com as observações e, desta forma, estudar o impacto da densidade solar (extraída do SSM) no transporte meridional do campo magnético [Choudhuri et al., 1995, Hazra et al., 2014] e na circulação meridional [Mitra-Kraev and Thompson, 2007, Zhao et al., 2013, Schad et al., 2013]. Para adaptarmos a densidade solar ao nosso modelo de dínamo, iremos introduzi-la como um efeito perturbativo na parametrização da circulação meridional procedendo em três etapas: na primeira, iremos considerar que o fluxo meridional se distribui de forma global em toda a zona convectiva até à superfície, através de uma circulação unicelular (uma única célula por hemisfério); na segunda, examinaremos o impacto da densidade em padrões mais complexos de circulação meridional, isto é, em conjuntos de células distribuídos em latitude e em raio; finalmente, da mesma forma, iremos estudar a contribuição da componente radial e latitudinal

do campo magnético para a configuração do campo magnético toroidal na base da zona convectiva. Ainda neste contexto, colocaremos em evidência o processo advectivo para o transporte, evolução e distribuição do campo magnético. A atualização da parametrização dos fenômenos físicos envolvidos na formação e evolução do campo magnético do Sol irão conduzir a uma uniformização dos vários modelos de dínamos existentes, e a eventual convergência para o modelo padrão de dínamo solar.

Assim sendo, no Capítulo 2 apresentaremos uma breve introdução dos fenômenos magnéticos observados à superfície do Sol. Veremos como a formulação magnetohidrodinâmica das equações [Steenbeck and Krause, 1969], definidora da evolução do campo magnético, converge para a aproximação de Babcock [1961] e de Leighton [1969]. Os fundamentos do nosso modelo solar padrão - isto é, o conhecimento das condições termodinâmicas capazes de modelar uma estrela do tipo Sol - estão apresentados no Capítulo 3, assim como a contribuição da hélio-sismologia para sondar a sua estrutura interna, e indispensabilidade para a compreensão da sua dinâmica. No Capítulo 4 apresentaremos a formulação matemática do modelo de dínamo solar utilizado, assim como as quantidades que o constituem; definiremos ainda a rotação diferencial, a difusividade magnética e turbulenta, a circulação meridional e os diferentes mecanismos de flutuabilidade que iremos utilizar. Nos Capítulos 5 e 6, procederemos a um estudo sobre a utilização de uma densidade hélio-sismicamente consistente num padrão de circulação meridional unicelular e multicelular, colocando em evidência a importância das camadas subjacentes da superfície na definição do transporte meridional à superfície e a sua repercussão na base da zona convectiva para a evolução dos ciclos magnéticos solares. Adicionalmente, no Capítulo 6 estudaremos a contribuição de dois mecanismos de transporte dominantes para a evolução do campo magnético; e, finalmente, no Capítulo 7, apresentaremos conclusões e comentários gerais sobre o estudo efetuado.

2

História das manchas solares e fundamentos do dínamo solar

2.1 Primeiras observações do ciclo magnético solar

Podemos situar o primeiro registo de manchas solares há cerca de 2000 anos atrás na China Antiga. No início do século XVII, após a construção dos primeiros telescópios, pioneiros na área da observação das manchas solares foram-se sucedendo no Ocidente: Johann Goldsmith, Galileu Galilei, Christopher Schneider e Thomas Harriot, entre outros, os quais registaram a existência de manchas escuras à superfície do Sol. Estas observações iniciais mostravam também que as manchas tinham várias formas e tamanhos e que se moviam à medida que o Sol girava.

Em 1843, as propriedades básicas da atividade solar começam a ser registadas. Schwabe regista a evolução temporal do número de manchas solares e descobre o seu padrão cíclico; a atividade magnética do Sol cresce e diminui a cada 11 anos [Schwabe, 1844]. No máximo da atividade, o número de manchas solares aumenta consideravelmente e, embora estas sejam variáveis em tamanho e intensidade surgem, todavia, segundo padrões espaciais bem organizados.

Em 1848, na tentativa de compilar o registo da atividade solar, Rudolf Wolf, descreve a série temporal do número de manchas solares, R (número de Wolf) a partir da relação $R = K(10g + s)$, a qual depende de K , o fator corretivo dependente das condições de observação, do observador e do equipamento utilizado; g , o número de grupos de manchas solares; e s , o número de manchas solares individuais de todos os grupos [Schöve, 1983]. Esta lei empírica na contagem do número de manchas tinha como objetivo uniformizar os registos feitos por diferentes observadores.

As manchas solares aparecem à superfície solar resultantes da emergência dos tubos de fluxo magnético do interior da zona convectiva (Figura(2.1a)). Na maioria das vezes, elas permanecem visíveis por somente alguns dias; noutras, persistem por várias semanas. Passado este tempo o campo magnético que nelas está concentrado acaba por se difundir devido à turbulência da superfície, a granulação e, as manchas desaparecem. Quanto à sua constituição, as manchas solares são compostas por um núcleo escuro - a umbra - envolto por uma superfície mais clara - a penumbra (Figura (2.1b)). A área da umbra consiste numa fração constante de 0.17 da área total da mancha que poderá atingir um diâmetro de cerca de 20 a 60 milhões de metros, comparativamente ao diâmetro da Terra que, com 12.7 milhões de metros, é significativamente superior.

Em 1858, a partir das observações das manchas solares, Richard Carrington descobriu a rotação diferencial em função da latitude do Sol [Carrington, 1858], ou seja, nas baixas latitudes, perto do equador, a superfície do Sol dá uma volta completa de 25 dias aproximadamente, no entanto, acima de 70 graus de latitude o período é de quase 30 dias. Além disso, observou-se também que as manchas solares aparecem segundo um padrão bem definido. No início dos ciclos, em média, as primeiras manchas solares são registadas entre 30 e 40 graus de latitude, estas vão aparecendo em latitudes sucessivamente mais baixas em

³Disponível em : <<https://solarscience.msfc.nasa.gov>>. Acesso em agosto 2017

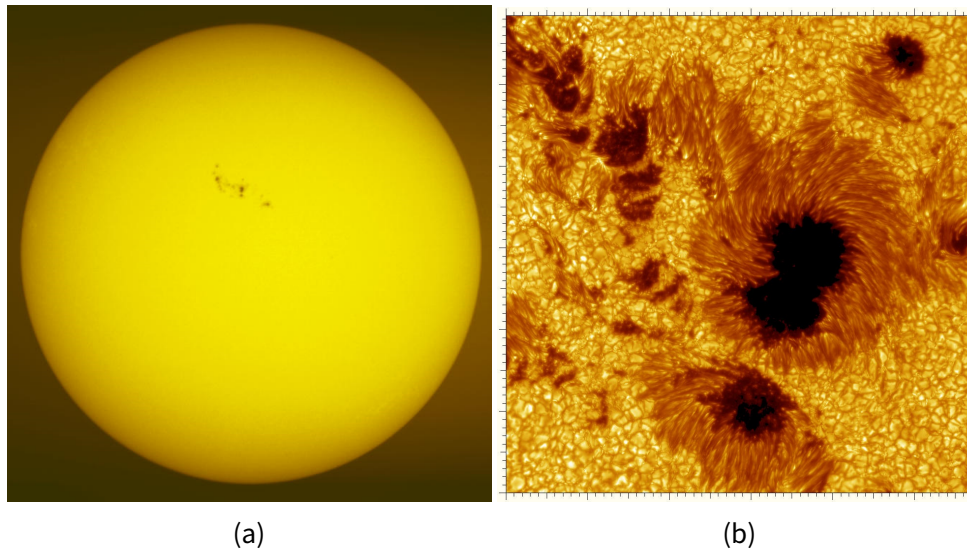


Figura 2.1: Imagem do disco solar a partir do instrumento Michelson Doppler Imager (MDI) da SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) (a), e de grupos de manchas solares (b). Fonte: Página da NASA na Solar Science. ^a

função do tempo (lei de Spoerer) [Spoerer, 1894]. Baseado nestas observações, Spoerer suspeitou da existência de um fluxo meridional (uma corrente de plasma) capaz de transportar o campo magnético em direção ao equador. Em 1908, no Observatório de Monte Wilson, a partir das observações espectroscópicas do desdobramento Zeeman nas linhas espectrais, George Hale identificou pela primeira vez nas manchas solares, regiões de grande concentração de campos magnéticos, da ordem dos 3000 Gauss [Hale, 1908]. Hale estabeleceu também que as manchas solares têm tendência a se distribuírem em pares, com polaridades opostas. Tal como foi mencionado na descrição da lei de Joy, estes pares orientam-se na direção este-oeste mas fazendo um pequeno ângulo com o equador. A mancha que aparece mais perto do equador (líder) possui uma polaridade oposta à do seu par que emerge a uma latitude ligeiramente mais elevada (seguidora). Este cenário é simétrico em relação ao equador, i.e, as manchas do hemisfério norte têm polaridades opostas às do hemisfério sul: se a mancha-líder no hemisfério sul tem uma polaridade positiva, então, a mancha-líder do hemisfério norte tem uma polaridade negativa. A polaridade destes pares em ambos os hemisférios é invertida a cada meio ciclo de, aproximadamente, 11 anos. Assim sendo, um ciclo magnético completo tem 22 anos e inclui dois ciclos de manchas solares. O mesmo se sucede com as regiões polares, estas invertem a sua polaridade perto do máximo de atividade solar, isto é, a cada 11 anos, aproximadamente, os pólos norte e sul trocam de lugar no

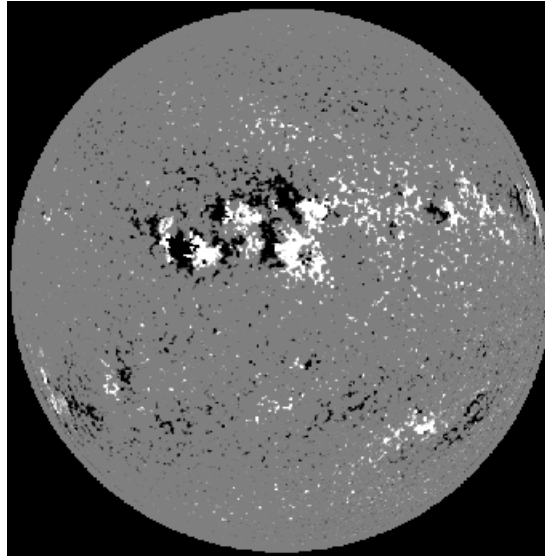


Figura 2.2: Magnetograma da superfície solar a partir do MDI da SOHO em 2000, num período de intensa atividade magnética. A polaridade positiva e a negativa do campo magnético estão sinalizadas a branco e preto, respetivamente. As regiões a cinzento representam a atividade magnética residual. Fonte: Página da NASA na Solar Science.^b

Sol. A intensidade do campo magnético dos polos varia em anti-fase com o ciclo das manchas solares, i.e., quando o ciclo solar está num mínimo (quase sem manchas à superfície), o dipolo magnético é mais forte e vice-versa. Estas mudanças na topologia do campo magnético global do Sol podem também serem observadas nas camadas da "atmosfera solar", a cromosfera e a corona.

Antes dos estudos desenvolvidos por Babcock & Babcock [1955] acerca dos magnetogramas, somente o campo magnético de grandes intensidades era detetado. Em 1955, os autores detetaram um campo magnético fraco e difuso (da ordem dos 10 Gauss) associado ao decaimento das manchas solares. Os magnetogramas revelaram a existência de uma fração de campo magnético nas baixas latitudes [Bumba and Howard, 1965] o qual, seria interpretado como um campo difuso e transportado ao longo da superfície em direção aos pólos, contribuindo para a inversão do dipolo solar [Babcock, 1959]. Este campo difuso migra em direção aos polos, contrariamente às manchas solares, as quais são transportadas para junto do equador.

O magnetograma ilustrado na Figura (2.2) mostra regiões de intensa atividade magnética, com as regiões de polaridade positiva assinaladas a branco (componente radial do

^bDisponível em : <<https://solarscience.msfc.nasa.gov>>. Acesso em agosto 2017

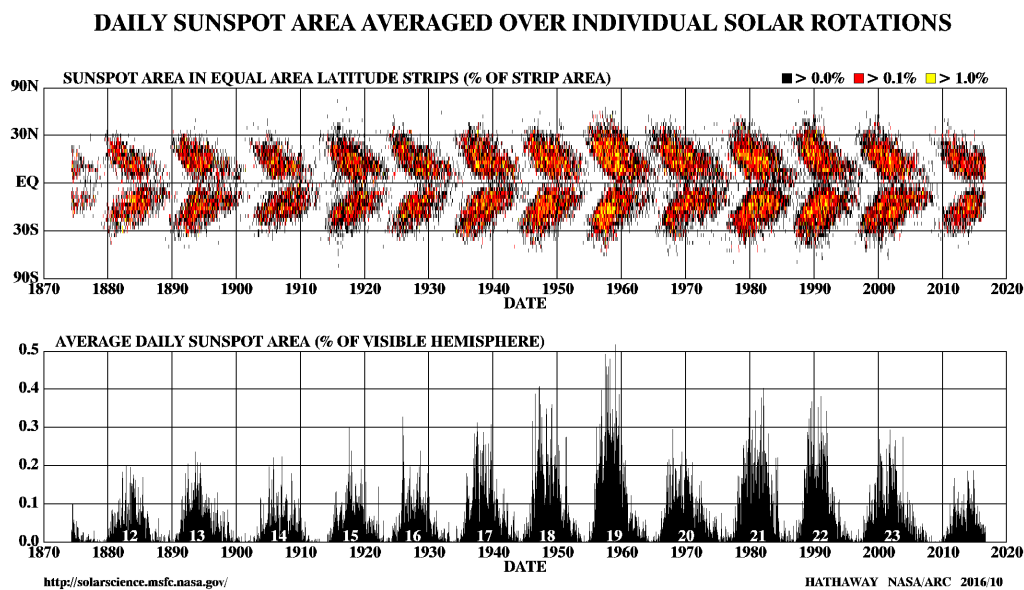


Figura 2.3: Diagrama do campo magnético: propagação temporal e latitudinal do campo magnético à superfície (em cima) e distribuição temporal das áreas das manchas solares entre 1870 e 2016 (em baixo). Fonte: Página da NASA na Solar Science. ^b

campo orientada para cima) e, as de polaridade negativa, a preto (componente radial do campo orientada para baixo). A área restante, a cinzento, corresponde a zonas onde o campo magnético é residual, i.e., onde não se encontram estruturas de grande escala em termos de separação de polaridades. Todas estas características são observadas na Figura (2.3) - diagrama do campo magnético (diagrama borboleta) - na qual se mostra a variação temporal e latitudinal do campo magnético à superfície do Sol. Ao longo do tempo, podemos observar que as manchas solares no início do ciclo aparecem um pouco acima dos 30 graus e se deslocam progressivamente em direção ao equador. Devido à sua geometria, este tipo de diagrama foi batizado de diagrama borboleta. O gráfico inferior da Figura (2.3) mostra a evolução temporal da área relativa ao disco solar ocupada por manchas. Quanto maior é a superfície coberta por manchas, mais intenso é o campo magnético que as originou. Por esta razão, o número de manchas solares é considerado um indicador do campo magnético solar de grande escala. Encontramos também uma distribuição irregular do campo magnético ao longo do tempo, como se uma componente aleatória fosse adicionada a um oscilador harmónico. Esta componente irá influenciar a duração e a intensidade dos ciclos solares. Para além desta variabilidade intrínseca, existem variações drásticas da atividade magnética solar, como por exemplo, os chamados grandes mínimos. O mais famoso destes mínimos foi

registrado entre 1645 e 1715 [Maunder, 1904], onde ocorreu uma redução da atividade solar - mínimo de Maunder, no qual, durante várias décadas consecutivas, o número de manchas observadas foi quase nulo.

A aparição de fortes concentrações de campo magnético à superfície, motivaram a comunidade científica a tentar encontrar uma explicação para este fenómeno. O mecanismo em questão tem de ser capaz de descrever como um campo magnético de pequena escala, associado à turbulência da zona convectiva, pode organizar-se em estruturas coerentes de forma global. A teoria mais aceite diz-nos que antes de emergir à superfície, e segundo a magneto-hidrodinâmica, o campo magnético estaria armazenado numa determinada região - tachocline - com uma largura aproximada de $10^4 Km$, entre a zona radiativa e a convectiva [Spiegel and Zahn, 1992a, Spiegel and Zahn, 1992b, Brun et al., 1999]. Devido às suas propriedades termodinâmicas, esta camada é convectivamente estável, no entanto, movimentos convectivos são induzidos nessa região devido a plumas convectivas das camadas sobrejacentes. Isto significa que o campo magnético turbulento (também chamado de campo de pequena escala) pode ser transportado por plumas descendentes até essa região e ser aí depositado. Através da hélio-sismologia é estabelecido que essa região é provida de uma rotação fortemente diferencial, contribuindo assim para a intensificação do campo magnético. Se o dínamo opera nessa camada, então, a actividade magnética observada à superfície solar é claramente uma assinatura deste processo interior [Dziembowski and Gode, 1991]. No entanto, uma questão permanece: se o campo magnético é produzido no interior, quais são os processos físicos que influenciam a configuração do campo magnético à superfície, tal como é observado?

2.2 Fundamentos básicos da MHD

A distribuição global das regiões ativas bipolares pode ser definida a partir de conceitos simples da magneto-hidrodinâmica (MHD). Os campos magnéticos são gerados através da ação indutiva de correntes (fluxos) de plasma por mecanismos de dínamo. Estes mecanismos podem, de uma maneira simplificada, ser descritos pelos termos da equação de indução:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B} - \lambda \nabla \times \mathbf{B}) \quad (2.1)$$

onde \mathbf{B} é o campo magnético em movimento num plasma com velocidade \mathbf{U} e λ a difusividade magnética [Davidson, 2001]. Por forma a termos um dínamo a operar, a topologia do campo de velocidades tem de permitir o crescimento sustentado do campo magnético.

Como foi mencionado anteriormente, a física das interações entre plasmas em movimento e campos magnéticos é descrita por teorias de MHD (simples, resistiva, Hall, etc...) [Dwivedi and Parker, 2007]. No entanto, o elevado grau de complexidade destes sistemas de equações faz com que a resolução numérica seja bastante dispendiosa do ponto de vista computacional. A construção de modelos capazes de reproduzir o comportamento médio do campo magnético observado à superfície implica o conhecimento das camadas mais internas do sol, e a interação entre o campo magnético e a convecção circundante [Chandrasekhar, 1952]. No entanto, modelos mais simples baseados em teorias de campo médio são bem-sucedidos e comportam a introdução de mecanismos físicos, descritos como veremos a seguir por funções individuais.

Se considerarmos L o comprimento característico do nosso sistema; U , a velocidade do fluxo e B , o campo magnético associado, poderemos proceder a uma análise dimensional de forma a compreender o significado dos termos que constituem a equação,

$$\left[\frac{B}{t} \right] \simeq \left[\frac{UB}{L} \right] + \left[\frac{\lambda B}{L^2} \right] \quad (2.2)$$

na qual L/U e L^2/λ podem ser interpretados como escalas temporais associadas à advecção e à difusão, respetivamente. A razão entre estes dois termos é designada por R_m , o número magnético de Reynolds [Charbonneau, 2010]:

$$R_m = \frac{UL}{\lambda} \quad (2.3)$$

Se considerarmos um plasma de hidrogénio completamente ionizado à temperatura de $10^4 K$, podemos descrever a difusividade (molecular), λ , a partir da resistividade de Spitzer [Spitzer, 1965] da seguinte forma:

$$\lambda = \frac{c^2 \eta}{4\pi} \sim 10^7 \text{ cm}^2/\text{s} \quad (2.4)$$

Tendo em conta este valor, o campo magnético comporta-se de forma diferente consoante o sistema considerado [Choudhuri, 1999a]. Se considerarmos os valores típicos para o Sol, $L \sim 10^8 \text{ cm}$, e $U \sim 10^5 \text{ cm/s}$, encontramos $R_m \sim 10^6$. Neste caso, $R_m \gg 1$ e, então, numa primeira aproximação, o termo difusivo não é considerado. Além disso, para as condições existentes no plasma solar, considera-se o campo magnético como estando congelado no plasma, movendo-se com ele - Teorema de Alfvén [Davidson, 2001]. Num sistema assim definido, a equação de indução é dominada pelo termo advectivo (transporte),

$$\frac{\partial B}{\partial t} \approx \nabla \times (U \times B) \quad (2.5)$$

Se decomposmos o lado direito da Equação (2.5), podemos determinar a natureza do fluxo,

$$\nabla \times (U \times B) = -U \cdot \nabla B + B \cdot \nabla U - B \nabla \cdot U \quad (2.6)$$

O primeiro termo do lado direito refere-se à advecção, o segundo termo faz com que o campo magnético seja esticado e amplificado onde existe um gradiente de velocidade, e o terceiro termo está associado à compressão do plasma. A partir dos resultados heliosismológicos, verifica-se que a velocidade angular do Sol é diferencial, no sentido em que o equador gira cerca de 20% mais rápido que os polos. Existe ainda um forte gradiente radial na velocidade de rotação entre a zona radiativa (que roda como um corpo rígido) e a zona convectiva. Deste modo, em certas zonas, a rotação diferencial alonga/estica as linhas de campo magnético na direção toroidal (por arrastamento ou cisalhamento das linhas de campo) contribuindo para a amplificação, razão pela qual pensa-se que possam existir grandes concentrações de campo magnético no interior. Na Figura (2.4) demonstramos como uma linha de campo magnético é esticada na direção toroidal (direção ϕ relativamente ao eixo de rotação do Sol) pela rotação diferencial.

No entanto, a amplificação do campo toroidal devido ao alongamento das linhas de

campo magnético poderá não operar eficientemente na zona convectiva por causa da forte turbulência. Segundo van Ballegooijen [1982] e Gilman [1989], o dínamo solar opera numa camada junto à base da zona convectiva. Esta camada é convectivamente estável, serve de reservatório onde o campo magnético se pode acumular. Segundo estas últimas considerações, é esperado que um forte campo magnético toroidal seja gerado e amplificado logo abaixo da base da zona convectiva, nas regiões do Sol onde se observam gradientes no perfil de rotação.

Eugene Parker propôs que as regiões ativas bipolares são originadas quando os tubos de fluxo magnético (regiões de elevada concentração de linhas de campo magnético) emergem à superfície devido à flutuabilidade magnética [Parker, 1955a]. Segundo a magnetoconvecção, é esperado que a interação - campo magnético \leftrightarrow convecção - faça manter o campo magnético concentrado em certas regiões e não noutras. Podemos inferir que o campo magnético próximo da superfície está concentrado em pacotes de linhas de campo [Chandrasekhar, 1952]. Agora, o nosso problema consiste em encontrar uma explicação para a emergência destas grandes concentrações de campo magnético.

Considerando a pressão interna, e a pressão externa do tubo magnético, garantimos o equilíbrio termodinâmico de um tubo magnético pela condição $p_e = p_i + \frac{B^2}{8\pi}$ na qual, no interior do tubo, a pressão do plasma p_i e a pressão exercida pelo campo magnético no plasma $B^2/8\pi$, contrabalança com a pressão exterior ao tubo, p_e .

Utilizando a equação de estado, $P = RT\rho$, obtemos,

$$RT(\rho_e - \rho_i) = \frac{B^2}{8\pi} \quad (2.7)$$

sendo que se a densidade interna, ρ_i , for inferior à densidade do meio, ρ_e , $\rho_i < \rho_e$, então os tubos de fluxo estão sujeitos à força de flutuabilidade, $(\rho_e - \rho_i)g$. Esta força contrabalança com a força de tensão magnética, $B^2/4\pi l$, onde l é o raio local da curvatura da linha de campo. Se esta condição se verificar, significa que parte do tubo de fluxo subirá até à superfície (desde que as linhas de campo se encontrem como "congeladas" no plasma) contrariando a ação do campo gravitacional, como podemos ver na Figura (2.5). As linhas de campo magnético saem e entram da superfície solar, formando regiões bipolares. Este

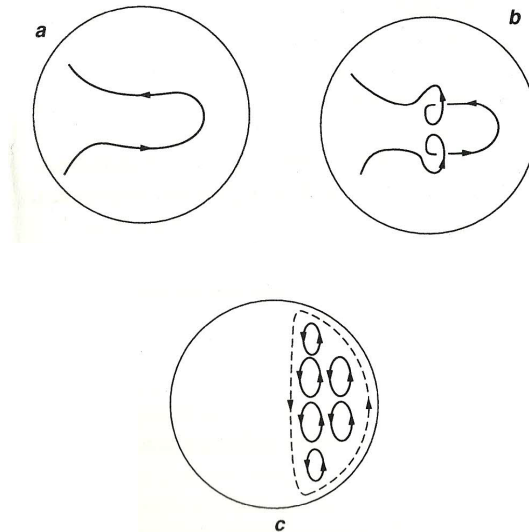


Figura 2.4: Esquematização da produção do campo toroidal no interior do Sol através do alongamento das linhas de campo magnético (devido à rápida rotação junto ao equador) (a). Produção de loops magnéticos na direção poloidal por meio de movimentos helicoidais de turbulência convectiva (b), e coalescência de vários loops poloidais num loop em grande escala (c). Fonte: Dwivedi & Parker, 2007, p. 111

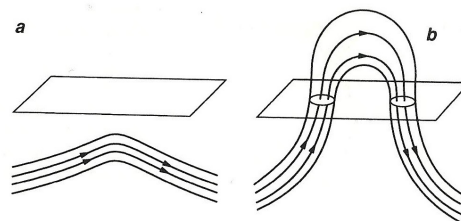


Figura 2.5: Esquematização da flutuabilidade magnética dos tubos de fluxo (a) e da emergência dos tubos de fluxo à superfície solar (b). Fonte: Dwivedi & Parker, 2007, p. 110

processo - flutuabilidade magnética - foi introduzido por Eugene Parker em 1955 [Parker, 1955a, Parker, 1955b].

Eugene Parker refere ainda que, na zona convectiva, os tubos de fluxo estão sujeitos à força de Coriolis devido à rotação do plasma circundante, causando movimentos ciclônicos e a consequente torção do campo toroidal (este-oeste) para produzir loops magnéticos na direção poloidal (norte-sul) (Figura (2.4b)). Os tubos de fluxo ao emergirem à superfície são sujeitos à turbulência helicoidal que age em sentido oposto de um hemisfério a outro. Uma vez que a direção das linhas de campo magnético contidas nestes tubos de fluxo é oposta nos dois hemisférios, os loops na direção poloidal possuem o mesmo sentido nos dois hemisférios (Figura 2.4b). Se a configuração do campo magnético observado à superfície é influenciado pelos movimentos turbulentos na zona convectiva, então, a escolha dos valores iniciais do campo magnético na base da zona convectiva é muito importante para determinar se os tubos de fluxo magnético estão sujeitos ao efeito da turbulência helicoidal. Considera-se então o valor de equipartição da energia entre o campo magnético gerado pelo dínamo e a energia cinética do plasma na base da zona convectiva:

$$\frac{B^2}{8\pi} \approx \frac{1}{2} \rho v^2 \quad (2.8)$$

A partir desta análise, espera-se que o valor inicial do campo magnético ronde os 10^4 Gauss. No entanto, para este valor e segundo D'Silva & Choudhuri [1993], os tubos de fluxo emergem à superfície nas altas latitudes e paralelos ao eixo de rotação, contrariamente às grandes concentrações de campo magnético observadas nas baixas/médias latitudes [D'Silva and Choudhuri, 1993]. D'Silva & Choudhuri [1993] consideram vários valores de campo magnético na base da zona convectiva e comparam as inclinações produzidas pelos tubos de fluxo com a inclinação média das regiões bipolares. Se, pelo contrário, o campo magnético for da ordem de 10^5 Gauss, então, a flutuabilidade magnética faz emergir os tubos de fluxo magnético nas latitudes mais baixas e com a inclinação observada atenuando o efeito da força de Coriolis nos tubos [Moreno-Insertis, 1983, Fan et al., 1993, Schussler et al., 1994, Caligari et al., 1995]. Este fato fundamenta a ideia de que o campo magnético na base da zona convectiva é mais elevado que o valor calculado a partir da Equação (2.8) [Schussler, 1993]. A partir desta descrição podemos concluir que a dinâmica dos tubos de fluxo, a ideia

do congelamento do plasma, juntamente com a magneto-convecção são princípios que nos ajudam a formular a teoria que caracteriza as manchas solares.

Voltando à definição dos modelos simplificados baseados na teoria de campo médio, estes comportam a introdução de quantidades indutivas, descritas a partir da parametrização de um campo de velocidades capaz de sustentar um campo magnético de grande escala. Assumindo que o campo de velocidade é conhecido, então, teremos de resolver a Equação (2.1). Nesta classe de modelos, mais do que estudar as particularidades do campo magnético, estamos interessados em estudar as propriedades globais do sistema. A teoria de campo médio desenvolvida por Steenbeck & Krause [1966] assume uma separação entre as estruturas de pequena escala (associadas à turbulência) e de grande escala (quantidades coerentes a nível global). Segundo esta premissa, uma quantidade física, Q , pode ser decomposta numa componente média, \bar{q} ^b, e numa componente flutuante, q' , cuja média é zero [Steenbeck and Krause, 1966].

$$Q = \bar{q} + q' \quad (2.9)$$

A partir desta formulação, o campo de velocidades de um sistema de plasma turbulento, u , e o campo magnético, B , podem ser descritos considerando,

$$u = \bar{u} + u', \quad B = \bar{B} + B' \quad (2.10)$$

Se substituirmos esta decomposição de termos na Equação (2.1), obtemos a equação de indução para um campo magnético médio, \bar{B} :

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{u} \times \bar{B}) + \nabla \times \varepsilon + \lambda \nabla^2 \bar{B} \quad (2.11)$$

onde λ é a difusividade magnética molecular, ε , conhecida como a força eletromotriz média associada às flutuações do campo de velocidades, isto é, a contribuição das flutuações para o campo de grande escala,

^bPor questões de simetria do sistema quando se fala em valores médios assume-se médias feitas sobre todas as longitudes. Em certos casos pode também considerar-se médias temporais.

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \overline{\mathbf{u}' \times \mathbf{B}'} \quad (2.12)$$

Assumindo uma turbulência isotrópica, então, a partir de uma aproximação de primeira ordem [Krause and Raedler, 1980], $\boldsymbol{\varepsilon}$, passa a ser descrita como uma expansão em torno de $\overline{\mathbf{B}}$ da seguinte forma,

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \alpha \overline{\mathbf{B}} - \lambda_T \nabla \times \overline{\mathbf{B}} \quad (2.13)$$

com,

$$\alpha = -\frac{1}{3} \overline{\mathbf{u}' \times (\nabla \times \mathbf{u}') \tau}. \quad (2.14)$$

Este último termo depende das propriedades médias dos movimentos helicoidais turbulentos no plasma ($\nabla \times \mathbf{u}'$ está associada à vorticidade da convecção) e do tempo de correlação dos glóbulos convectivos, τ . À semelhança da ideia de Eugene Parker, a transformação do campo toroidal em poloidal seria consequência da ação global dos movimentos convectivos ciclônicos que atuam sobre as linhas de campo magnético, sendo que α é crucial para a geração do campo magnético.

A função da turbulência helicoidal para a geração da componente poloidal - abordagem à problemática do dínamo, mais conhecido como problema Parker-Steenbeck-Krause-Radler (PSKR) ou simplesmente efeito α de campo médio - supõe que o dínamo opera unicamente numa região onde exista turbulência helicoidal sem ter em conta os efeitos de superfície, como se considera em modelos Babcock-Leighton [Babcock, 1961, Leighton, 1969]

A difusividade turbulenta, λ_T :

$$\lambda_T \approx \frac{1}{3} \overline{\mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}'} \tau, \quad (2.15)$$

é definida a partir da média do quadrado da componente flutuante da velocidade, $\overline{\mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}'}$ (i.e. a intensidade da turbulência), e do tempo de correlação τ , associado à mistura das estruturas turbulentas num determinado raio. Os valores típicos da difusividade turbu-

lenta situam-se entre $10^{12} \text{ cm}^2/\text{s}$ a $10^{13} \text{ cm}^2/\text{s}$ (valores superiores ao coeficiente de difusão Óhmica/molecular). Por esta razão, muitas vezes na literatura, o termo λ_T designa-se apenas por difusividade magnética e representa-se pela letra, η ($\eta = \lambda + \lambda_T$).

Substituindo a Equação (2.13) na equação da indução do campo magnético médio, Equação (2.11), obtemos a seguinte equação [Steenbeck and Krause, 1966],

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{\mathbf{u}} \times \bar{\mathbf{B}}) + \nabla \times (\alpha \bar{\mathbf{B}}) + \eta \nabla^2 \bar{\mathbf{B}} \quad (2.16)$$

na qual o modelo de dínamo irá depender dos parâmetros associados ao campo de velocidades, \mathbf{u} , à difusividade turbulenta, η ($\lambda_T \gg \lambda$), e ao efeito α .

O campo de velocidades descrito neste modelo consiste na soma de um termo associado à velocidade angular no interior do Sol, $\Omega(\mathbf{r}, \theta)$, e a uma velocidade média no plano meridional (r, θ), a circulação meridional, $\bar{\mathbf{u}}_p$. Utilizando coordenadas esféricas relativamente ao eixo de rotação obtemos a seguinte expressão,

$$\bar{\mathbf{u}} = \Omega(r, \theta) r \sin \theta \hat{e}_\phi + \bar{\mathbf{u}}_p \quad (2.17)$$

2.3 Modelo Babcock-Leighton

Pelos resultados apresentados na secção anterior, estudos sobre a estabilidade dos tubos de fluxo magnético indiciam a impossibilidade da turbulência helicoidal torcer campos magnéticos da ordem dos 10^5 Gauss e, desta forma parece ser pouco provável que o mecanismo principal para a geração do campo poloidal a partir do campo toroidal seja baseado apenas na abordagem de Parker-Steenbeck-Krause-Radler (PSKR). Se na formulação do campo médio estiver a contribuição da geração da componente poloidal por invocação de um coeficiente α concentrado à superfície (a partir do decaimento das regiões ativas (pares bipolares)), então, podemos redefinir o mecanismo de dínamo deste modelo e formalizá-lo através do mecanismo Babcock-Leighton.

Babcock [1961] e Leighton [1969] formularam um mecanismo capaz de gerar a componente poloidal do campo magnético à superfície [Babcock, 1961, Leighton, 1969]. Esta com-

ponente seria produzida à superfície a partir do decaimento das regiões bipolares. Quando as manchas de polaridades opostas decaem, forma-se um campo magnético difuso que se espalha sobre a superfície solar, e é transportado pela circulação meridional em direção aos polos, contribuindo para a amplificação do dipolo magnético (campo poloidal de grande escala). Evidentemente, o dínamo opera em dois locais: na base da zona convectiva a $0.70R_{\odot}$, onde o campo magnético na direção poloidal é esticado e torcido para formar tubos de fluxo magnético; e na superfície, a partir do campo magnético resultante do decaimento das regiões ativas e do seu subsequente transporte para os polos, formando a componente poloidal. Em 1995, Choudhuri introduziu a circulação meridional para ligar estas duas camadas [Choudhuri et al., 1995, Giles et al., 1997, Braun and Fan, 1998] considerando que a circulação meridional na base da zona convectiva é capaz de transportar o campo magnético produzido nas altas latitudes em direção ao equador; e à superfície o campo magnético difuso em direção aos polos.

No Capítulo 4, vamos discutir como se caracteriza o campo magnético e a partir de que mecanismos-padrões de indução e de transporte é gerado, utilizando um modelo numérico de dínamo cinemático axissimétrico - código Surya. A aplicabilidade desta formulação abre portas para a diversificação dos modelos como, por exemplo, na predição dos ciclos magnéticos solares [Lopes and Passos, 2009]. O seu aspeto simplificado traz consigo numerosas aplicações, nomeadamente no estudo da variabilidade solar, isto é, na fundamentação das irregularidades dos ciclos magnéticos, em termos de amplitude e periodicidade [Passos and Lopes, 2012, Passos et al., 2012, Choudhuri and Hazra, 2015, Cameron and Schüssler, 2017b], e na aplicação de outros mecanismos diretamente relacionados com o transporte meridional para a organização do campo magnético no interior e à superfície do Sol [Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2008, Hazra and Nandy, 2016].

3

Modelo Solar Padrão e Hélio-sismologia

3.1 Evolução de uma estrela: o Sol

O conhecimento das características gerais do Sol, tais como a massa, a idade, o raio e a luminosidade, é crucial para melhor restringir a parametrização das equações de evolução estelar. Assim, assume-se que a estrela tem uma simetria esférica e, que está em equilíbrio mecânico e térmico. Os efeitos causados pela rotação e pelo campo magnético são normalmente desprezados, considerando-se apenas relevante para a evolução da estrela quantidades termodinâmicas, tais como a pressão, a densidade, a temperatura e a composição química em função do raio [Christensen-Dalsgaard, 2002]. A estrutura interna de uma

estrela é descrita por quatro equações que compõem o Modelo Solar Padrão ou SSM [Kippenhahn and Weigert, 1990]. As duas primeiras equações - a conservação de massa e o equilíbrio hidrostático - necessitam da determinação da pressão, da temperatura, da densidade e da fração de massa em cada camada da estrela.

Assumindo que o gradiente de pressão contrabalança a força gravitacional, o equilíbrio hidrostático é descrito da seguinte forma:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{Gm(r)}{r^2}\rho(r), \quad (3.1)$$

e a conservação de massa:

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (3.2)$$

onde $P(r)$ é a pressão, $\rho(r)$, a densidade, e $m(r)$, a massa em função do raio, r .

A pressão total, P , é definida pela soma da pressão radiativa, P_R , e da pressão do gás, P_G :

$$P_R = \frac{1}{3}aT^4, \quad (3.3)$$

$$P_G = nkT = \frac{\rho k_B T}{\mu(r)}, \quad (3.4)$$

onde a é a constante radiativa; n , o número de partículas por unidade de volume; k_B , a constante de Boltzman; e $\mu(r)$, o peso molecular. Enquanto que, no centro solar, $P_R \ll P_G$; junto à fotosfera a pressão radiativa é mais elevada, isto é, consiste em $0.6P_G$. Da superfície até ao centro da estrela, a temperatura varia de 5×10^3 a 16×10^6 K, e a densidade de 10^{-12} a 150 g/cm^3 [Turck-Chieze and Lopes, 1993]. Como podemos ver as propriedades da matéria variam fortemente desde a superfície até ao interior solar, e consequentemente, as propriedades termodinâmicas que constituem o gás vão depender do grau de ionização das espécies químicas que o constitui.

Para atingir o equilíbrio térmico, a energia emitida pelo Sol tem de ser compensada por uma fonte de energia - energia nuclear - descrita pela seguinte equação de produção de

energia:

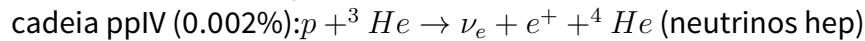
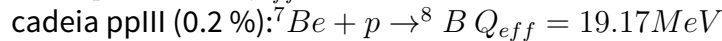
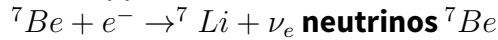
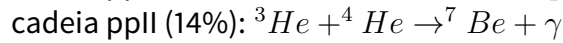
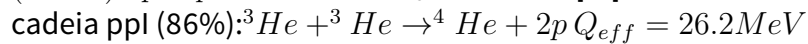
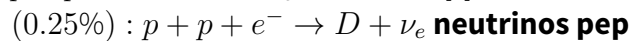
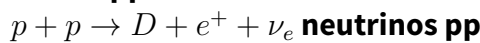
$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon_{nucl}(r) \quad (3.5)$$

onde $L(r)$ é o fluxo de energia que atravessa uma esfera de raio r ; $4\pi r^2 \rho \epsilon_{nucl}(r)$, representa a energia produzida pelas reações nucleares; e onde $\epsilon_{nucl}(r)$ é a taxa de produção de energia nuclear por unidade de massa e por segundo.

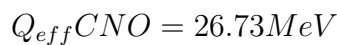
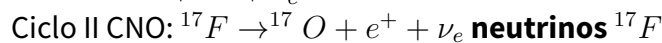
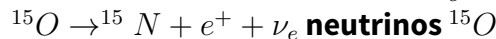
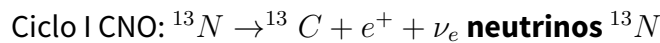
O cálculo de $\epsilon_{nucl}(r)$, requer um conhecimento preciso das proporções das reações, isto é, das taxas de reações nucleares [Bahcall, 1964, Bahcall and Ulrich, 1988]. As cadeias próton-próton e o ciclo CNO (Carbono-Azoto-Oxigênio) podem fornecer uma certa quantidade de energia, o que explica a luminosidade atual do Sol [Bethe, 1939]. Como indica a Tabela (3.1), as reações que fazem parte do processo de produção de neutrinos são numerosas: as reações pp, produzem cerca de 98.8% da energia solar e as reações a partir do ciclo CNO, que produzem apenas 1.2% da energia do Sol. A reação mais energética a ser considerada neste conjunto de reações, é a interação ${}^3\text{He}$ e ${}^3\text{He}$, na qual se produz cerca de 86% da energia solar. Segue-se a interação ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$ para a produção de neutrinos ${}^7\text{Be}$ [Holmgren and Johnston, 1959].

Tabela 3.1: Lista das reações nucleares existentes na região central do Sol. Fonte: Turck-Chièze & Couvidat, 2011, p. 2.

cadeia pp



Ciclo CNO



No interior do Sol, destacam-se dois processos importantes para o transporte de ener-

gia - o transporte por radiação e o transporte por convecção. A convecção é um meio eficiente de transporte de energia. Nas camadas superiores do Sol, ela é tratada a partir do comprimento de mistura, l_m [Böhm, 1958]. Em 1953, Vitense propôs que um elemento convectivo (um glóbulo de plasma) se propaga à distância l_m antes de se dissolver no meio circundante [Vitense, 1953], i.e., antes de perder a sua identidade. Esta distância é geralmente associada à altura da escala de pressão, através do parâmetro do comprimento de mistura, α_{LMT} . Assim:

$$l_m \equiv \alpha_{LMT} \lambda \equiv \alpha_{MLT} \left(\frac{d \log P}{dr} \right)^{-1} \quad (3.6)$$

O comprimento de mistura não é o mesmo para todas as estrelas e a sua natureza empírica faz com que se torne num fator de incerteza, devido à instabilidade convectiva abaixo da fotosfera que tem um impacto na estrutura e na extensão das camadas externas. Este valor de l_m varia de estrela para estrela, depende da opacidade na zona superadiabática entre a zona convectiva e a superfície, isto é, depende da quantidade de energia transportada por radiação e convecção (do gradiente de temperatura à superfície) e, conseqüentemente, do grau de ionização do hélio e dos elementos pesados. Esta aproximação é extremamente importante para a construção de modelos solares que consigam reproduzir acertadamente o raio e a idade atuais [Turck-Chièze and Couvidat, 2011]. A astro-sismologia a partir de missões espaciais como, CoRoT e Kepler, tem progredido na determinação das propriedades da zona convectiva de outras estrelas [Piau et al., 2004]. Requerendo um tratamento específico para o transporte de energia, na medida em que o gradiente de temperatura na região central difere das camadas superiores.

O transporte por radiação é determinado através da opacidade de Rossland, k . Esta variável controla a taxa de energia que escapa do Sol, medindo desta forma a resistência ao fluxo de radiação, sendo função da temperatura, da densidade e da composição química. Podemos então determinar a relação entre o gradiente de temperatura e a luminosidade da seguinte forma:

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3kl}{4acT^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2} \quad (3.7)$$

onde a é a constante radiativa, e c , a velocidade da luz. Quando a opacidade é elevada, a resistência do material ao fluxo de radiação aumenta; nestas regiões torna-se mais eficiente, o transporte de energia por deslocamentos de massa - convecção. Basicamente o gás acima de um determinado raio, torna-se opaco à radiação que provem das camadas inferiores.

O gradiente radiativo de temperatura excede o gradiente adiabático:

$$\left| \frac{dT}{dr} \right|_{rad} > \left| \frac{dT}{dr} \right|_{ad} \quad (3.8)$$

Esta expressão é conhecida por critério de Schwarzschild que, sendo um critério de instabilidade, onde o carbono, o azoto e o oxigénio desempenham um papel importante.

As fontes de opacidade são as seguintes: (1) o espalhamento dos fotões (espalhamento Thompson e espalhamento Compton); (2) a absorção ligado-ligado, quando um eletrão transita de uma órbita para outra com a absorção de um fotão; (3) a absorção ligado-livre (fotoionização); (4) a absorção livre-livre, quando um eletrão livre adquire uma certa energia ao absorver um fotão. O conhecimento detalhado destes processos radiativos é determinante para os modelos SSM.

A Figura (3.1), mostra a contribuição dos diferentes elementos químicos para a variação da opacidade desde do núcleo até à região superadiabática. À medida que nos aproximamos da superfície solar, verificamos que sucessivamente o Ferro, o Néon, o Silício, o Oxigénio e o Carbono têm um impacto significativo para a curva ilustrada na Figura (3.1). O oxigénio, sendo o elemento mais abundante, é determinante para o aumento da opacidade, seguido pelo Azoto e Carbono. Este gráfico ilustra a variação da opacidade quando os elementos químicos advêm parcialmente recombinados e ionizados.

As abundâncias de certos elementos pesados têm sido revistos nas últimas décadas para a revisão dos modelos solares [Grevesse and Sauval, 1998, Holweger, 2001, Asplund et al., 2004, Serenelli et al., 2009], causando um impacto entre outros, no cálculo da velocidade do som e da densidade, e na predição do fluxo de neutrinos.

Inicialmente, as abundâncias dos elementos fotosféricos foram considerados como sendo as abundâncias iniciais do Sol, no entanto, há que levar em conta que existe uma lenta difusão microscópica dos elementos pesados verifica-se quando queremos calibrar as abun-

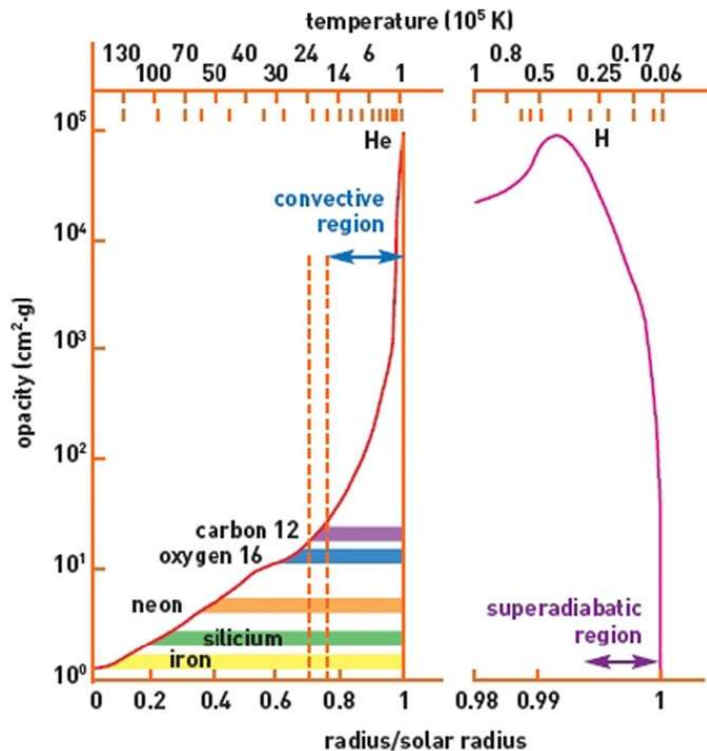


Figura 3.1: Coeficiente de opacidade em função do raio e da temperatura, considerando o impacto dos diferentes elementos para a variação da opacidade no interior solar. Para temperaturas elevadas: C, N e O e para baixas temperaturas, He e H [Turck-Chieze and Lopes, 1993]. Fonte: Turck-Chièze & Couvidat, 2011, p. 11.

dâncias fotosféricas para obter a idade do Sol, isto é, para 4.6 mil milhões de anos [Michaud and Proffitt, 1993]. A revisão sucessiva da composição tem deteriorado a concordância entre o perfil radial da velocidade do som e da densidade do modelo SSM e da hélio-sismologia [Turck-Chieze and Lopes, 1993], assim como a localização da base da zona convectiva e o hélio fotosférico. A maior parte dos modelos solares utilizam a opacidade de Rogers et al. [1996] para temperaturas superiores a 6000 K . No entanto, para as baixas temperaturas é utilizada a opacidade de Alexander & Ferguson [1994]. Recentemente, as tabelas de opacidade foram recalculadas com recurso às novas abundâncias.

Estes constrangimentos são adicionados aos modelos solares para obter as abundâncias fotosféricas para o Sol atual. A evolução dos modelos tipo SSM é sistematicamente con-

frontada com as observações hélio-sismológicas. Os modelos teóricos têm sido desenvolvidos em conjunto com a hélio-sismologia e dão-nos a conhecer algumas propriedades da zona radiativa e do núcleo solar.

3.2 Hélio-sismologia

A hélio-sismologia revelou-se determinante para o estudo da estrutura interna do Sol. As oscilações estelares sondam o interior, podendo fornecer-nos informações sobre a temperatura, a densidade, a composição química, e sobre a distribuição da velocidade angular e das circulações junto à superfície.

Em 1962, Leighton, Noyes e Simon descobriram que a superfície solar oscilava com períodos de 5 minutos [Leighton et al., 1962]. Ulrich, Leibacher e Stein sugeriram que estas pulsações (oscilações) são o resultado de ondas acústicas que se propagam no interior do Sol [Ulrich, 1970, Leibacher and Stein, 1971]. A Figura (3.4) confirma o padrão das oscilações [Deubner, 1975]. A dinâmica dos modos p é determinada pela variação da velocidade do som, cuja força restauradora é dominada pela pressão. Além dos modos p (modos acústicos), existem os modos g (modos de gravidade), no qual a flutuabilidade, é a força restauradora dominante. No entanto, existem ainda os modos f , denominados de modos de gravidade superficiais [Christensen-Dalsgaard, 2002]. A Figura (3.2) mostra o comportamento dos modos acústicos e de gravidade. A teoria das oscilações estelares mostra que estes modos g decaem exponencialmente em regiões convectivas, tendo por isso maior amplitude no núcleo solar, onde os modos p são menos sensíveis e fornecendo, desta forma, informações sobre as propriedades do núcleo e sobre os neutrinos solares [Turck-Chieze and Lopes, 1993].

A comparação entre as frequências medidas e calculadas demonstra a limitação dos modelos numéricos e fornece dados que podem ser usados para melhorar o modelo SSM. Por outro lado, como referimos acima, e como é demonstrado na Figura (3.2), a natureza das oscilações "observadas" depende da localização a partir da qual estas se propagam, de modo que as informações diretas da estrutura interna da estrela podem ser obtidas a partir

^cDisponível em : < <https://gong.nso.edu> >. Acesso em agosto 2017

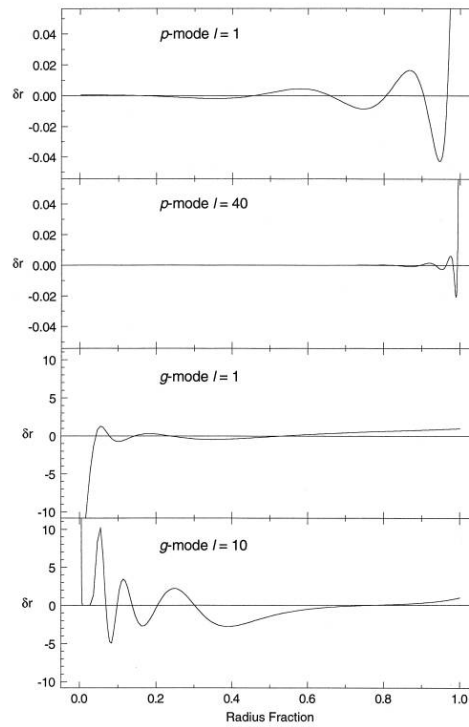


Figura 3.2: Amplitudes das funções radiais próprias dos modos p e g. Fonte: Página do GONG (Global Oscillation Network Group) na NSO (National Solar Observatory)^c

de um rico espectro de oscilações[Christensen-Dalsgaard and Berthomieu, 1991].

As pulsações de uma estrela são descritas a partir de inúmeros modos de oscilação, consistindo numa perturbação imposta a um sistema dinamicamente estável.

Estes podem ser descritos a partir de harmónicos esféricos, $Y_l^m(\theta, \phi)$, com colatitudes θ e longitude ϕ (Figura (3.3)). As perturbações associadas a modos normais não radiais são descritas da seguinte forma:

$$v(t, r, \theta, \phi) = \exp(-i\omega_{nlm}t)Y_{lm}(\theta, \phi)\xi_{nlm}(\theta, \phi) \quad (3.9)$$

Os números quânticos n , l , m são respetivamente, a ordem radial, n (o número de modos ao longo do raio), o grau l (o número total de onda horizontal à superfície), e m a ordem azimutal (número de modos junto ao equador com $|m|$). Na ausência da rotação, ω_{nlm} é independente de m , isto é, $\omega_{nl}(+m) = \omega_{nl}(-m)$. Desde que as amplitudes das oscilações sejam baixas, é possível analisar o comportamento das oscilações, linearizando a teoria das perturbações.

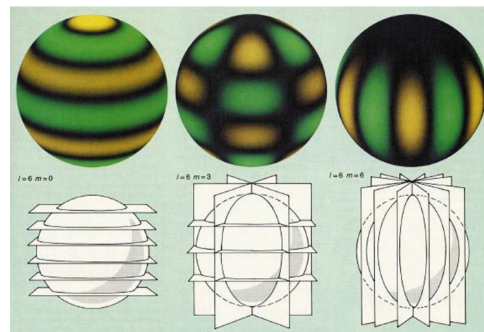


Figura 3.3: Esféricos harmônicos para $l = 6$, $m = 0$, $m = 3$, e $m = 6$. Fonte: Página do GONG (Global Oscillation Network Group) na NSO (National Solar Observatory) ^c

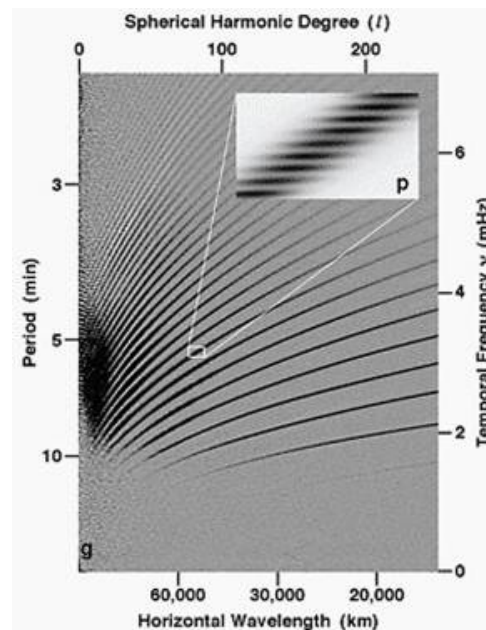


Figura 3.4: Diagrama dos modos p e g, com uma amplificação da zona onde os modos p e os modos g se encontram (no canto superior direito e no canto inferior esquerdo, respectivamente). Frequências em função dos comprimentos de onda horizontal observados no Sol. Fonte: Página do GONG (Global Oscillation Network Group) na NSO (National Solar Observatory) ^c

Como referimos anteriormente, o estudo do espectro de oscilações contribui consideravelmente para o conhecimento da estrutura e da evolução do Sol e outras estrelas. Testar hipóteses físicas dos modelos solares padrões [Turck-Chièze et al., 2001, Couvidat et al., 2003, Turck-Chièze et al., 2004a, Turck-Chièze et al., 2004b] consiste em conhecer, a partir dos modos p , a estrutura da zona convectiva [Christensen-Dalsgaard et al., 1991]. A descontinuidade no perfil radial da velocidade do som, corresponde a alterações do gradiente de temperatura, sendo que esta transição ocorre, aproximadamente, a um raio 0.713 ± 0.003 [Christensen-Dalsgaard et al., 1991, Basu, 1997]. Desde do lançamento de SoHO em 1995, e a partir de equipamentos espaciais tais que: GOLF: Global Oscillations at Low Frequency [Gabriel et al., 1995] e MDI: Michelson Doppler Imager [Scherrer et al., 1995], a velocidade do som solar tem sido derivada com cada vez mais precisão, e conseqüentemente o modelo SSM tem-se aproximado cada vez mais da estrutura característica do Sol. A Figura (3.5) mostra a evolução da diferença entre a velocidade do som e da densidade determinados a partir do SSM e dos dados hélio-sísmicos [Serenelli et al., 2009].

A reconstrução por inversão do perfil de rotação interna é também uma das contribuições da hélio-sismologia. As inversões sísmicas demonstraram que a zona convectiva gira diferencialmente, existindo uma brusca transição na taxa de rotação entre o limite radiativo e convectivo - tachocline [Spiegel and Zahn, 1992b, Charbonneau, 2010]. Há possibilidade de que variações do ciclo solar estejam ligados à variabilidade temporal da taxa de rotação na zona convectiva [Strugarek et al., 2017]. O conhecimento da rotação diferencial do Sol tem permitido a formulação de modelos de dínamo solar, baseando-se no cisalhamento e alongamento das linhas de campo magnético poloidal para a formação do campo toroidal, chamado mecanismo Omega (Ω) [Charbonneau, 2010]. A hélio-sismologia dá-nos hoje a possibilidade de determinar com precisão as propriedades solares, nomeadamente, a transição da camada superadiabática junto à superfície solar, descrita a partir do comprimento de mistura, l_m no modelo solar [Vitense, 1953, Böhm, 1958, Nordlund et al., 2009]; a compreensão do papel desempenhado pela difusão do hélio e dos elementos pesados e, a determinação sísmica da abundância destes elementos na zona convectiva para a determinação da luminosidade e da idade do Sol [Tilton, 1988, Vorontsov et al., 1992, Michaud and Proffitt, 1993, Guenther and Demarque, 1997, Basu and Antia, 2004], assim como a discrepância entre o fluxo de neutrinos observado do Sol e do modelo solar padrão, revelando ser

fundamental para o conhecimento das propriedades dos neutrinos e da sua interação com a matéria [Bahcall et al., 1968, Couvidat et al., 2003, Turck-chièze et al., 2001, Bahcall et al., 2005].

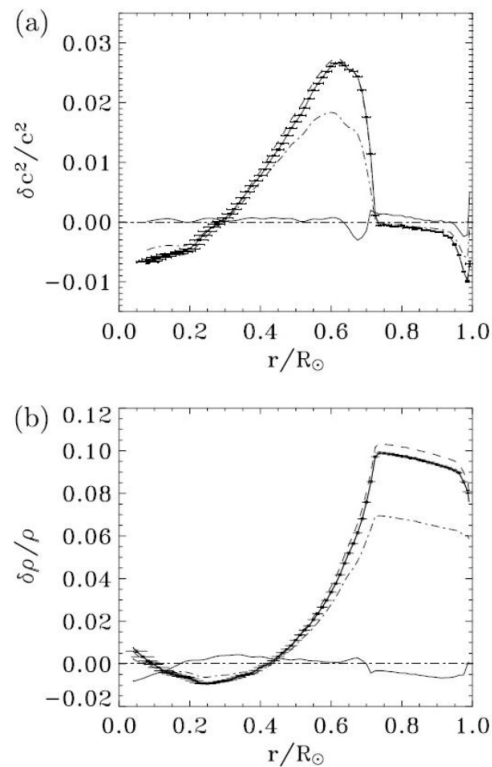


Figura 3.5: Diferenças relativas entre o quadrado da velocidade do som (a) e da densidade (b) entre diferentes modelos padrões (referentes a modelos com turbulência na tachocline solar: linha pontuada-tracejada, linha tracejada e linha contínua com barras de erros obtidos a partir das observações sísmicas e, o modelo sísmico (linha contínua) [Turck-Chièze et al., 2004a]) relativamente às observações sísmicas. Fonte: Turck-Chièze & Couvidat, 2011, p. 19.

3.3 Modelo Solar Padrão: CESAM

O modelo padrão de evolução solar é calculado a partir da evolução de uma jovem protoestrela. Através da implementação computacional do SSM pode-se estudar a evolução do Sol, desde o colapso gravitacional e combustão das reações nucleares da sequência principal, até atingir a idade atual da estrela, isto é, 4.6 mil milhões de anos. Estes cálculos partem do princípio que a composição de uma protoestrela jovem é dividida em hidrogénio, X , hélio, Y e metais, Z , de forma a que $X + Y + Z = 1$. A maior contribuição para Z

advém do Carbono, do Azoto e do Oxigénio. O código de referência - CESAM (Code Évolution Stellaire Adaptatif et Modulaire) [Morel, 1997] - contém a equação de estado (EOS), os coeficientes de opacidade [Iglesias and Rogers, 1996], as taxas de reações nucleares atualizados, um tratamento preciso da difusão microscópica de elementos pesados [Turck-Chièze and Couvidat, 2011] e os valores da secção transversal da fusão recomendados [Adelberger et al., 1998, Adelberger et al., 2011]. O modelo utilizado neste trabalho recorre à atmosfera de Hopf e diferentes atualizações na composição solar com uma tabela de opacidade para temperaturas baixas. O cálculo da equação de estado, das reações nucleares e opacidades têm em consideração o efeito da blindagem dos electrões (electron screening) e utiliza a prescrição de Mitler [Dzitko et al., 1995]. O modelo SSM está em total concordância com a imagem padrão de evolução do Sol [Turck-Chièze and Lopes, 1993, Serenelli et al., 2009, Lopes and Turck-Chièze, 2013], sendo que a composição solar utilizada corresponde àquela determinada por [Grevesse and Sauval, 1998, Asplund et al., 2005a]. Todos os modelos solares são calculados ajustando Y_i e o parâmetro do comprimento de mistura, α_{MLT} , de tal forma que o modelo reproduz a massa, o raio, a luminosidade e a abundância da superfície X/Z no Sol atual [Turck-Chièze and Couvidat, 2011]. Uma discussão detalhada do modelo de evolução solar pode ser encontrada em [Turck-Chièze and Couvidat, 2011] e [Turck-Chièze et al., 2004a].

4

Modelo Padrão de Dínamo Solar Axissimétrico Cinemático

4.1 Introdução

Este modelo de dínamo solar - modelo Babcock-Leighton (modelo BL) - oferece uma descrição do ciclo magnético solar, coerente com as observações. Segundo Babcock, o ciclo magnético solar configura-se a partir de várias etapas que iremos descrever a seguir [Babcock, 1961]. Primeiro, há que salientar a importância de dois processos fundamentais para a construção deste tipo de modelos: a transformação de um campo magnético poloidal em um campo magnético toroidal e o processo inverso. A partir destes processos cíclicos é possível encontrar soluções periódicas, capazes de descrever o ciclo magnético solar. No entanto, estes processos indutivos não são suficientes para descrever o problema na sua globalidade,

por esta razão teremos de ter em conta elementos difusivos e advectivos. Estes vão ser a base para a construção das equações do dínamo axissimétrico cinemático, que iremos definir entre a base da zona convectiva e a fotosfera. Neste trabalho utilizamos o código Surya elaborado por Arnab Choudhuri, Mausumi Dikpati, Dibyendu Nandy e Piyali Chatterjee. Este modelo computacional resolve as equações do dínamo solar cinemático axissimétrico, em coordenadas esféricas e em fortran 77 [Chatterjee et al., 2004].

Primeiramente, explicitaremos os processos que irão descrever as equações que definem o modelo:

1. Efeito Ω : as linhas de campo magnético no plano poloidal são esticadas devido à rotação diferencial, abaixo da zona convectiva, numa região com espessura aproximada de $10^4 Km$ [Gilman et al., 1989, Spiegel and Zahn, 1992b]. O confinamento do campo magnético numa região com baixa difusividade magnética e, associado ao efeito Ω leva a uma amplificação efetiva do campo magnético toroidal e à formação de tubos de fluxo magnético. Posteriormente, devido a instabilidades termodinâmicas e magneto-hidrodinâmicas certas secções destes "tubos"destabilizam-se e adquirem flutuabilidade [Choudhuri, 1999a].
2. Formação de regiões bipolares: os molhos de linhas de campo magnético – tubos de fluxo - instáveis devido à ação das forças de impulsão, emergem à superfície através da flutuabilidade magnética [Parker, 1975]. Por efeito da força de Coriolis estes tubos são torcidos de forma a emergir à superfície, com uma inclinação que obedece à Lei de Joy – formando, assim, regiões bipolares. O grau de inclinação e as latitudes de emergência destas estruturas dependerão da intensidade do campo magnético [D’Silva and Choudhuri, 1993, Fan et al., 1993, Caligari et al., 1995]; por outro lado, de acordo com as observações, estas regiões bipolares não terão de ser simétricas mas, pelo contrário, verificar-se-ia uma certa assimetria causada pela ação da força de Coriolis [Fan, 2008] sobre a intensidade do campo magnético.
3. Decaimento difusivo das BMRs (efeito α de BL): o campo poloidal na superfície solar deriva da inclinação das regiões ativas. Esta teoria, desenvolvida pelo grupo NRL [Devore et al., 1984, Sheeley et al., 1985, Wang et al., 1989a, Wang et al., 1989b], propõe

que a componente poloidal provém do espalhamento do fluxo magnético a partir do decaimento das manchas solares.

4. Observação do transporte meridional do campo magnético: o sentido da circulação meridional à superfície é fundamental para conduzir o campo poloidal em direção às altas latitudes formando assim o campo magnético junto aos polos [Hathaway, 1996]. Neste tipo de modelos, o campo magnético é transportado em direção aos polos à superfície e em direção ao equador no interior da zona convectiva. Antes da existência de dados observacionais sobre o comportamento da circulação meridional abaixo da superfície, Dikpati & Choudhuri [1994] introduziram um perfil de circulação global com o qual conseguiram obter mapas de campo magnético coerentes com o diagrama borboleta observado. Dados observacionais revelaram que esta aproximação interna era razoável, como demonstrado nos diagramas de campo magnético da Figura (2.3) do Capítulo 2. Além disso, simulações numéricas unidimensionais da evolução do campo poloidal reforçaram a ideia da capacidade da circulação meridional transportar tal campo magnético e formar o campo magnético polar [Dikpati and Choudhuri, 1994].
5. Regeneração do campo magnético toroidal: a última etapa do ciclo consiste no transporte do campo poloidal em direção à tachocline (através da circulação meridional e difusão magnética) para acumular campo magnético junto à base da zona convectiva, e assim sucessivamente, fechando desta forma o ciclo de regeneração do campo magnético solar.

4.2 Formulação matemática

O modelo de dínamo axissimétrico cinemático resolve as equações do campo médio, assumindo que o campo magnético e o campo de velocidades são axissimétricos, é descrito a partir de uma simetria azimutal ($\partial/\partial\phi = 0$):

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{1}{s}(\mathbf{u}_p \cdot \nabla)(s\mathbf{A}) + \eta_p \left(\nabla^2 - \frac{1}{s^2} \right) \mathbf{A} + S(r, \theta, \overline{\mathbf{B}})\mathbf{B} \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r u_r \mathbf{B}) + \frac{\partial}{\partial \theta} (u_\theta \mathbf{B}) \right] + \eta_t \left(\nabla^2 - \frac{1}{s^2} \right) \mathbf{B} + s (\mathbf{B}_p \cdot \nabla) \boldsymbol{\Omega} + \frac{1}{r} \frac{d\eta_t}{dr} \frac{\partial}{\partial r} (r \mathbf{B}) \quad (4.2)$$

onde $s = r \sin \theta$, $\boldsymbol{\Omega}$ é a velocidade angular, \mathbf{u}_p é a velocidade meridional. O primeiro termo associado à Equação 4.1 tem a função de transporte da componente poloidal e, os termos advectivos e compressivos associados à Equação 4.2, refere-se ao transporte e organização da componente toroidal no plano meridional (r, θ) . O segundo termo da Equação 4.1 e da Equação 4.2 consiste na contribuição do decaimento resistivo. O quarto termo da Equação 4.2 refere-se ao transporte do campo magnético onde a difusividade varia radialmente. O terceiro termo da Equação 4.1 está associado à regeneração do campo magnético à superfície, em conjunto com o terceiro termo da Equação 4.2 associado à formação do campo magnético na tachocline formando, desta forma, a base do processo de dínamo. Continuando, o conjunto destas Equações (4.1 e 4.2) descreve o potencial vetorial, $A(r, \theta)$ (componente poloidal), e o campo magnético toroidal, $B(r, \theta)$ (componente toroidal), da seguinte forma:

$$\mathbf{B} = B(r, \theta) \mathbf{e}_\phi + \nabla \times [A(r, \theta) \mathbf{e}_\phi] \quad (4.3)$$

Por conseguinte, a componente radial e latitudinal do campo magnético podem ser descritas a partir do rotacional do potencial vetorial:

$$\mathbf{B}_p = \nabla \times (A \mathbf{e}_\phi) \quad (4.4)$$

As fronteiras do sistema são definidas por $r_b = 0.55 R_\odot$ e R_\odot e, em latitude, por $0 < \theta < \pi$. Nos polos ($\theta = 0, \pi$), temos $A = 0$ e $B = 0$ e a $r = R_b$, $A = 0$ e $B = 0$; no contexto do estudo mostraremos apenas um hemisfério. Na superfície, $r = R_\odot$, a componente toroidal é zero, $B = 0$, e o potencial é definido por Dikpati & Choudhuri [1994]:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) \mathbf{A} = 0 \quad (4.5)$$

O código resolve as equações acima descritas numa malha de 129 por 129, em raio e latitude. Os detalhes numéricos sobre o algoritmo utilizado podem ser consultados no apêndice de Dikpati & Choudhuri [1994] e de Choudhuri & Kornar [2002].

4.2.1 Rotação diferencial

Antes da existência de dados hélio-sismológicos, a rotação no interior solar era descrita como "constante em cilindros" [Glatzmaier, 1985a, Gilman and Miller, 1986]. Como podemos ver na Figura (4.1), a hélio-sismologia veio a mostrar uma visão diferente do interior solar: a rotação atinge o seu máximo a profundidades de 50 Mm, sendo mais elevada nos últimos 5% da superfície solar [Schou et al., 1998]. Além das variações latitudinais abaixo da superfície; nas altas latitudes a fracção de rotação aumenta com a profundidade, enquanto que nas baixas latitudes diminui. Segundo a Figura (4.1), abaixo da zona convectiva o perfil radial da velocidade angular não indica variações em latitude [Duvall et al., 1984], no entanto, existem mapas que mostram a existência de rotação diferencial junto ao núcleo radiativo [Brown and Morrow, 1987, Christensen-Dalsgaard and Schou, 1988, Brown et al., 1989, Schou et al., 1998].

No espaço de poucos anos, a quantidade e a qualidade dos dados hélio-sísmicos da rotação solar têm crescido [Duvall, 1995]. Através da medição espectroscópica da velocidade da superfície [Korzennik et al., 1990] podemos afirmar que, provavelmente, o campo magnético observado nas manchas solares se encontra ancorado a uma camada abaixo da superfície e, por isso, estas são arrastadas a uma velocidade que se relaciona com a rotação subsuperficial (ligeiramente superior relativamente à superfície) [Schou et al., 1998], como podemos ver pela Figura (4.1). Entre esta camada e a fotosfera observa-se uma segunda camada de cisalhamento radial [Corbard and Thompson, 2002, Thompson et al., 2003].

Os perfis de rotação diferencial que iremos utilizar provêm de vários autores [Char-

^cDisponível em : <<https://gong.nso.edu>>. Acesso em março 2017

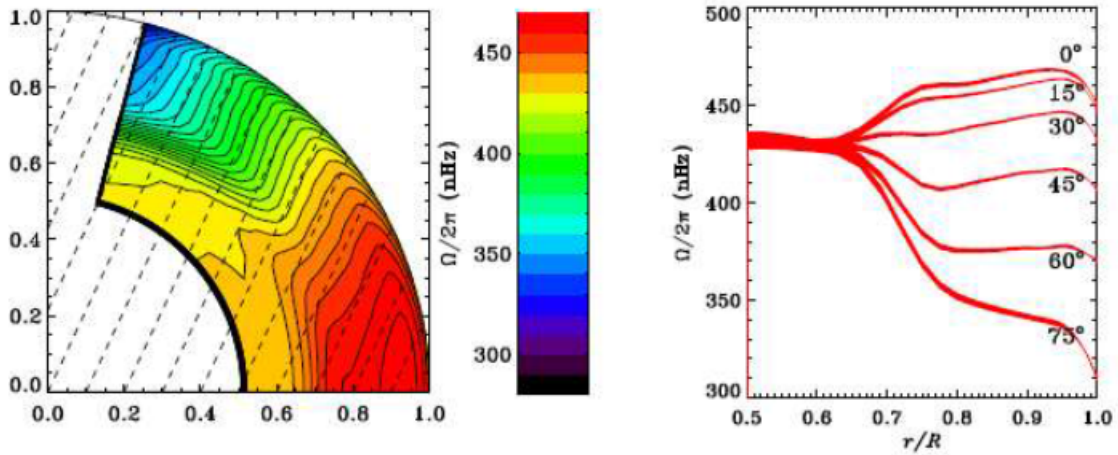


Figura 4.1: Perfil de rotação diferencial. Esquerda: Velocidade de rotação do interior solar a partir de Gilman & Howe [2003]. Direita: Perfil da velocidade angular em função do raio para as respectivas latitudes: $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$. Fonte: Página do GONG (Global Oscillation Network Group) na NSO (National Solar Observatory).^c

bonneau et al., 1999, Schou et al., 1998] (valores indicados nas Tabela (4.1) e (4.2)). Um perfil analítico deste resultado obtido a partir da hélio-sismologia [Brown et al., 1989, Goode et al., 1991] foi introduzido por Charbonneau & MacGregor [1997] e tem sido utilizado em vários modelos de dínamo [Dikpati and Charbonneau, 1999, Bonanno et al., 2002, Guerrero and Muñoz, 2004]. A hélio-sismologia deu indícios que a camada intermédia da tachocline, r_{tac} , estaria localizada entre $0.68R_\odot$ e $0.70R_\odot$, e a sua espessura, ω_{tac} , por $0.01R_\odot \leq \omega_{tac} \leq 0.09R_\odot$ [Basu and Antia, 1998, Schou et al., 1998].

Tabela 4.1: Parâmetros básicos do perfil de rotação diferencial. Fonte: Dikpati et al, 2002, p. 2.

| Modelo | Ω_{rz} (nHz) | Ω_{eq} (nHz) | r_{tac}/R_\odot | r_{cz}/R_\odot | a_2 (nHz) | a_4 (nHz) |
|--------|---------------------|---------------------|-------------------|------------------|-------------|-------------|
| A/B | 435 | 452.5 | 0.70 | 0.71 | -61 | -73.5 |

A rotação diferencial resulta num gradiente radial negativo/positivo da velocidade angular nas altas/baixas latitudes. Estas considerações são normalmente tidas em conta em vários modelos de dínamo cinemático [Kosovichev, 1996, Dikpati et al., 2002].

Segundo a Equação (4.2), o campo toroidal regenera-se através do gradiente do campo

Tabela 4.2: Parametrização de vários perfis de rotação diferencial. Fonte: Dikpati et al. , 2002, p. 2.

| Modelo | ω_{tac}/R_{\odot} | ω_{cz}/R_{\odot} | ω_s/R_{\odot} | r_s/R_{\odot} | $\beta_0(nHzR_{\odot}^{-1})$ | $\beta_6(nHzR_{\odot}^{-1})$ |
|--------|--------------------------|-------------------------|----------------------|-----------------|------------------------------|------------------------------|
| A | 0.05 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| B | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.97 | 437 | -1445 |

de velocidades, $\Omega(r, \theta)$. O código Surya utiliza um perfil aproximado utilizado por Chatterjee et al. [2004] , que podemos descrever da seguinte forma:

$$\Omega(r, \mu) = A_1(r, \mu) + \phi_{tac}(r) (\Omega_{cz} - \Omega_{rz} + a_2\mu^2 + a_4\mu^4) \quad (4.6)$$

$$A_1(r, \mu) = \Omega_{rz} + \phi_{cz} (\alpha(\mu)(r - r_{cz})) + \phi_s (\Omega_{eq} - \Omega_{cz} - \beta_{\mu}(r - R_{\odot}) - \alpha(\mu)(r - r_{cz})) \quad (4.7)$$

$$\alpha(\mu) = \frac{\Omega_{eq} - \Omega_{cz} + \beta(\mu)(R_{\odot} - r_s)}{r_s - r_{cz}} \quad (4.8)$$

$$\phi_x = \phi_{x0} \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(2 \frac{r - r_x}{\omega_x} \right) \right\} \quad (4.9)$$

$$\beta_{\mu} = \beta_0 + \beta_6\mu^6, \mu = \cos\theta \quad (4.10)$$

Em comparação com a Figura (4.1), a Figura (4.2a) mostra o perfil da velocidade angular descrito por Charbonneau et al [1999], e considerado neste modelo de dínamo, isto é, quando, $\phi_s = 0$ e $\phi_{cz} = 0$. Este último põe em foco a estrutura da base da zona convectiva

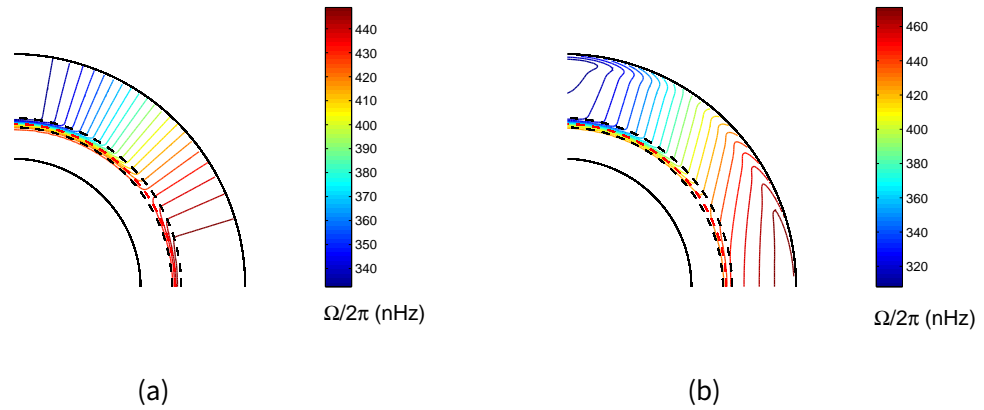


Figura 4.2: Perfil de rotação diferencial incluindo a camada de cisalhamento junto à base da zona convectiva - a tachocline a partir do modelo A da Tabela (4.1) (a) - e a camada de cisalhamento junto à superfície a partir do modelo da Tabela (4.2)(b). A rotação diferencial é simétrica relativamente ao equador. Fonte: Elaborada pela autora.

e o confinamento da tachocline, crucial, como explicámos anteriormente, para a formação da componente toroidal [Zahn, 1991, Basu, 1997]. No entanto, o perfil da Figura (4.2a), não põe em evidência a camada de cisalhamento dos últimos 5% do raio solar, como indicam os iso-contours da Figura (4.1). Desta forma, decidimos também utilizar um perfil de rotação mais recente e conforme a estrutura apresentada na Figura (4.2b).

Hoje em dia, predominam incertezas sobre a localização e a espessura da tachocline, relativamente aos parâmetros r_{tac} e ω_{tac} . Existem indícios de que a geometria da tachocline não é esférica mas sim prolata, isto é, a espessura da tachocline varia em latitude [Antia et al., 1998, Basu and Antia, 1998]. Esta hipótese leva à reformulação da localização e da espessura da tachocline em termos latitudinais e à sua inserção em modelos de dínamo [Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2007].

4.2.2 Difusividade magnética

A dependência radial da difusividade na zona convectiva é pouco conhecida. Os valores estabelecidos para a resolução das equações de dínamo têm um perfil aproximado, nomeadamente, o valor da difusividade Óhmica na zona radiativa, e o valor da difusividade turbulenta associado à zona convectiva. As difusividades magnéticas turbulentas, η_t e η_p , descritas na Equação (4.1) e Equação (4.2), resultam na soma da difusividade Óhmica, λ e

da difusividade turbulenta, λ_T . Como referimos anteriormente, a difusividade Óhmica depende exclusivamente da temperatura, considerando-se o valor da temperatura na parte superior da zona convectiva, $T \sim 10^4 K$, $\lambda \sim 10^7 cm^2/s$, e na parte inferior da mesma, $T \sim 10^6 K$, $\lambda \sim 10^4 cm^2/s$.

No entanto, como mencionámos no Capítulo anterior, formulamos a difusividade turbulenta, η , a partir da Equação (4.11) e da Equação (4.14), na qual $\lambda \ll \lambda_T$ [Krause and Raedler, 1980, Schrijver and Zwann, 2000], considerando o intervalo de valores $\sim 10^{12} - 10^{13} cm^2/s$, concidentes com os valores da difusão supergranular [Schrijver and Zwaan, 2000]. Por esta razão, ao modelarmos o Sol, utilizamos um perfil de difusão caracterizado por um aumento acentuado dos valores, partindo das camadas superiores da zona radiativa até ao topo da zona convectiva. Faz-se notar que o tempo de difusão para a zona convectiva solar ($l \sim 0.3R_\odot$) é inferior a 10 anos, i.e., da mesma ordem que o período do ciclo solar e, por isso, espera-se que tenha um papel importante para a modelização do campo magnético solar.

Se considerarmos que o campo magnético nos tubos de fluxo (antes de atingir a superfície por efeito da flutuabilidade) for superior ao valor de equipartição estabelecido pela teoria, então a difusividade associada à componente toroidal na zona convectiva tem de ser reduzida relativamente aos valores de difusividade turbulenta considerados à superfície [Longcope and Choudhuri, 2002]. Isto significa que, quando os tubos de fluxo começam a emergir à superfície para formar as regiões ativas, estas continuam ancoradas às camadas mais profundas. No entanto, segundo o formalismo de Babcock-Leighton, a componente poloidal do campo é formada a partir do decaimento das regiões ativas, o que implica que os valores de difusão associados têm de ser superiores para que as regiões ativas se desconectem dos tubos de fluxo magnético [Longcope and Choudhuri, 2002]. Neste tipo de modelos são utilizados dois perfis de difusão: um, associado à componente poloidal e, o outro, associado à componente toroidal [Chatterjee et al., 2004]. Note-se que esta opção de utilizar dois perfis de difusividade magnética (em função do raio) não é seguida pela maior parte da comunidade. Por simplificação, e sob o argumento da turbulência ser isotrópica, utiliza-se normalmente apenas um perfil de difusividade.

O perfil de difusão associado à componente poloidal, η_p , é descrito da seguinte forma:

$$\eta_p(r) = \eta_{RZ} + f_{BCZ}(r) + f_{TCZ}(r) \quad (4.11)$$

$$f_{BCZ}(r) = \frac{\eta_{BCZ}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_{BCZ}}{d_t} \right) \right] \quad (4.12)$$

$$f_{TCZ}(r) = \frac{\eta_{TCZ}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_{TCZ}}{d_t} \right) \right] \quad (4.13)$$

onde f_{BCZ} e f_{TCZ} descrevem o perfil radial da zona de transição entre o núcleo radiativo e a zona convectiva, e entre a zona convectiva e a camada superadiabática, respectivamente, e onde $\eta_{RZ} = 2.2 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ descreve o perfil para a zona radiativa, na qual o valor de difusividade Óhmica é superior ao valor referido anteriormente. Como a região de transição é ainda mal compreendida e, para que o gradiente da difusividade na região da tachocline seja menos abrupto, o valor terá de ser superior ao estabelecido pela difusividade Óhmica. A região de transição ($d_t = 0.025R_\odot$) localiza-se na base da zona convectiva, $r_{BCZ} = 0.7R_\odot$, com uma difusividade turbulenta de $\eta_{BCZ} = 2.2 \times 10^{12} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ e, onde $\eta_{TCZ} = 2.6 \times 10^{12} \text{ cm}^2/\text{s}$ na zona superadiabática.

O perfil de difusão associado à componente toroidal, η_t , será

$$\eta_t(r) = \eta_{RZ} + f_{BCZ'}(r) + f_{TCZ}(r) \quad (4.14)$$

$$f_{BCZ'}(r) = \frac{\eta_{BCZ'}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_{BCZ'}}{d_t} \right) \right] \quad (4.15)$$

onde $\eta_{BCZ'} = 4 \times 10^{10} \text{ cm}^2/\text{s}$. Da mesma forma que definimos a difusividade para a componente poloidal, este perfil tem dois patamares radiais: um, situado a $r_{BCZ'} = 0.72R_\odot$

e, outro, a $r_{TCZ} = 0.975R_{\odot}$ com $d_t = 0.025R_{\odot}$. Os modelos de dínamo assim descritos dependem do gradiente da difusividade radial entre o núcleo radiativo e a zona convectiva, e junto à fotosfera. Se pretendermos adotar a definição da difusividade da componente poloidal conforme o trabalho original do código [Chatterjee et al., 2004], isto é, considerando $f_{TCZ}(r) = 0$, obteremos a configuração apresentada na Figura (4.3). Nesta tese, para simplificar e relacionar os nossos resultados com outros trabalhos, utilizaremos os dois perfis.

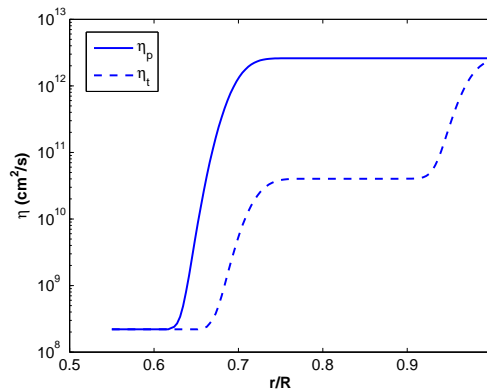


Figura 4.3: Perfil da difusividade associada à componente toroidal, η_t , e à componente poloidal, η_p , em função do raio normalizado a $R = 6.96 \times 10^8 m$. Fonte: Elaborada pela autora.

Os valores da difusividade na zona convectiva são superiores aos valores encontrados na tachocline e, como consequência, o tempo de difusão na zona convectiva diminui. Tendo em conta o perfil de circulação meridional utilizado, o tempo de advecção é inferior ao tempo de difusão ao nível da tachocline, o que permitirá a propagação da componente toroidal do campo em direção ao equador através da circulação meridional [Charbonneau, 2007]. Esta condição é satisfeita para um grande número de modelos [Chatterjee et al., 2004, Chatterjee and Choudhuri, 2006, Karak and Nandy, 2012].

Na situação em que a difusividade domina o processo de transporte da componente poloidal, a questão da anti-simetria (Figura 4.8) do campo magnético relativamente ao equador é amplamente satisfeita. Caso esta condição não se verifique, isto é, no caso em que a advecção domina o processo de transporte da componente poloidal [Bonanno et al., 2002, Charbonneau, 2007], a solução obtida será simétrica (Figura(4.8)) . Apesar de, tanto num caso como no outro, os modelos serem capazes de reproduzir o aspeto regular do ciclo solar, aquele que melhor reproduz as observações é aquele em que a difusão é dominante. Hoje em dia existem evidências observacionais, nas quais os valores elevados de difusão

tendem a explicar as características regulares e irregulares do ciclo solar [Waldmeier, 1955]. Elevados valores de difusão parecem conceder aos modelos de dínamo uma melhor explicação para as irregularidades do ciclo solar [Zita, 2010, Choudhuri and Hazra, 2015, Cameron and Schüssler, 2016].

4.2.3 Circulação meridional

O modelo de dínamo axissimétrico cinemático inclui um termo capaz de transportar e organizar o campo magnético no interior do Sol - a circulação meridional. A circulação meridional foi observada nas camadas subjacentes da superfície [Komm et al., 1993a, Hathaway, 1996, Giles et al., 1997, Braun and Fan, 1998]. No início dos anos 2000, a localização exata do retorno da circulação na zona convectiva ainda não havia sido estabelecida. No entanto, considerando a conservação de massa, a circulação dirige-se em direção ao equador na base da zona convectiva, com uma velocidade de poucos metros por segundo, introduzindo assim um perfil de circulação global definido por uma célula por cada hemisfério [van Ballegoijen and Choudhuri, 1988]. A condição necessária para este modelo é descrita segundo o princípio da conservação de massa, isto é, $\nabla \cdot (\nabla \times [\psi(r, \theta)e_\phi]) = 0$.

$$\rho \mathbf{v} = \nabla \times [\psi(r, \theta)e_\phi] \quad (4.16)$$

onde $\rho(r)$ é o perfil radial da densidade para uma esfera aproximadamente adiabática, definido por um índice, m ,

$$\rho = C \left(\frac{R_\odot}{r} - 0.95 \right)^m \quad (4.17)$$

no qual podemos descrever a componente latitudinal e radial da velocidade da seguinte forma:

$$\rho v_r = -\frac{v_0}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \psi(r, \theta) r \sin\theta \quad (4.18)$$

$$\rho v_\theta = \frac{v_0}{r \sin\theta} \frac{\partial}{\partial r} \psi(r, \theta) r \sin\theta \quad (4.19)$$

e onde $\psi(r, \theta)$ é a função de escoamento que descreve a circulação meridional, v ,

$$\psi r \sin\theta = \psi_0 (r - R_p) \sin \left[\frac{\pi(r - R_p)}{R_\odot - R_p} \right] \{1 - e^{-\beta_1 \theta^\epsilon}\} \{1 - e^{\beta_2(\theta - \pi/2)}\} e^{-((r - r_0)/\Gamma)^2} \quad (4.20)$$

onde $\beta_1 = 1.5$, $\beta_2 = 1.8$, $\epsilon = 2.0000001$, $r_0 = (R_\odot - R_b)/4.0$, $\Gamma = 3.47 \times 10^8$, $m = 3/2$; e R_p é o raio máximo de penetração, isto é, $R_p = 0.61R_\odot$, como demonstrado na Figura (4.4a). Cada hemisfério é provido de uma célula definida entre $0.61R_\odot$ e R_\odot . O termo adicional $(R_\odot - R_p)$ garante que a circulação meridional é zero abaixo de R_p [Nandy and Choudhuri, 2001]. Os valores de ψ_0 e C são escolhidos de tal forma que a amplitude máxima da velocidade meridional, v_θ , nas médias latitudes seja 25 m/s (Figura 4.5). Esta formulação foi adotada por diversos autores [Nandy and Choudhuri, 2002, Guerrero and Muñoz, 2004, Choudhuri et al., 2005, Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2007], motivada pela combinação de aspetos observacionais à superfície e resultados esperados na base da zona convectiva [van Ballegoijen and Choudhuri, 1988, Hathaway, 1996].

A Figura (4.4b) mostra a direção e a intensidade da circulação meridional da superfície até à profundidade, R_p . A circulação meridional penetra com uma velocidade de poucos metros por segundo (na região onde o campo toroidal é formado), sendo que este valor proposto à profundidade de R_p resulta de uma análise observacional feita por Hathaway et al [2003] (ver Figura (4.5)). Além de que a baixa velocidade na região da tachocline e a profunda penetração da célula meridional na zona radiativa garantem a estabilidade do modelo [Yeates et al., 2008].

Algumas formulações diferentes foram consideradas na literatura respeitante à fun-

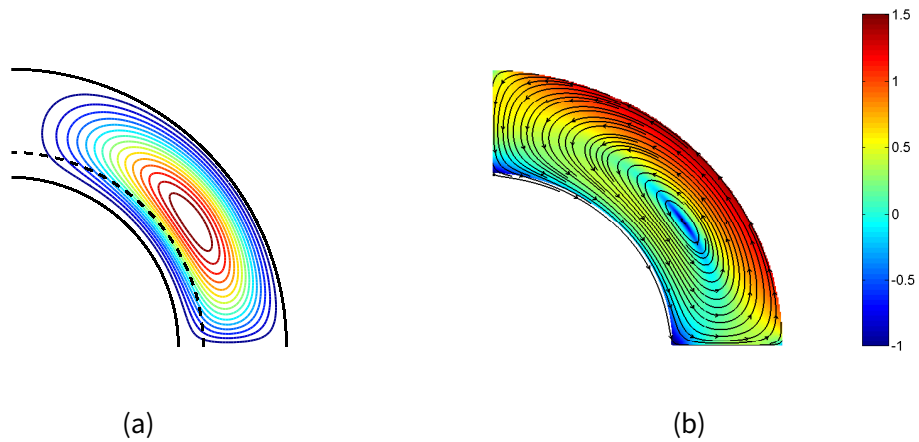


Figura 4.4: Função de escoamento, $\psi r \sin \theta$ com uma penetração radial de $0.61R_{\odot}$. A linha a tracejada mostra a localização média da tachocline compreendida entre $0.675R_{\odot}$ e $0.725R_{\odot}$ (a). Circulação meridional obtida a partir da função de escoamento, $\psi r \sin \theta$. A escala a cores mostra a escala do logaritmo de base de 10 do módulo do valor da velocidade entre $0.61R_{\odot}$ e a superfície (b). Fonte: Elaborada pela autora.

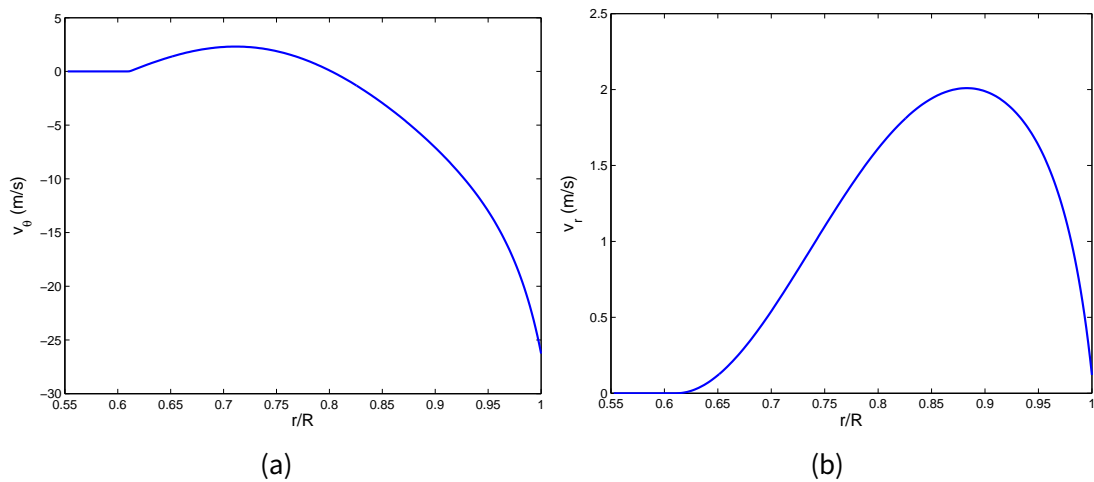


Figura 4.5: Componente latitudinal, v_{θ} e componente radial, v_r em função do raio normalizado para $R = 6.96 \times 10^8 m$ para uma latitude de 45° . Fonte: Elaborada pela autora.

ção de escoamento, ψ [Jouve and Brun, 2007, Cardoso and Lopes, 2012, Schad et al., 2013, Zhao et al., 2013, Hazra and Nandy, 2016], tendo-se verificado a existência de várias configurações suscetíveis de definir o primeiro termo da Equação (4.1) e da Equação (4.2). Isto significa que, por comparação, e tendo em conta a elevada estratificação da zona convectiva, os modelos de dínamo definidos a partir de um perfil aproximadamente adiabático já são menos adequados para a descrição do campo magnético, levando à construção de modelos de dínamo mais realistas. Tais considerações, ditas mais realistas, incluem outra descrição das propriedades da matéria, tal como referida no modelo solar padrão (SSM) [Turck-Chièze and Couvidat, 2011]. Convém notar que nestes modelos de dínamo a circulação meridional tem um papel determinante para a configuração do campo magnético, já que faz uso de transporte e organização em toda a estrutura considerada. A formulação de modelos mais complexos em termos de circulação meridional podem diminuir a concordância entre os modelos teóricos e as observações, pois a dificuldade em reproduzir os diagramas de campo magnético conforme as observações requer uma profunda compreensão dos mecanismos que fazem emergir o campo magnético à superfície [Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2007, Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2008, Belucz et al., 2015, Yokoi et al., 2016, Hazra et al., 2017]

4.2.4 Mecanismo alpha

O mecanismo α definido neste código associa-se ao formalismo de Babcock [1961] e de Leighton [1969]. Este termo representa a formação da componente poloidal do campo magnético junto à superfície, a partir do decaimento das BMRs. Para parametrizar este mecanismo a partir da formulação do modelo Babcock-Leighton, é necessária uma formulação matemática que restrinja este termo α apenas às camadas da superfície:

$$\alpha(r, \theta) = \Lambda_r(r) \Lambda_\theta(\theta) f(B_\phi) \quad (4.21)$$

onde $\Lambda_\theta(\theta) = \cos\theta$, no qual a dependência angular do efeito α resulta da contribuição da força de Coriolis que causa a inclinação das regiões ativas [D'Silva and Choudhuri,

1993]. Outros autores [Dikpati and Charbonneau, 1999] consideram uma dependência angular diferente forçando, para este efeito, a emergência do campo a latitudes mais baixas.

Assumindo que o mecanismo BL só atua nas camadas superficiais do sol, a componente, $\Lambda_r(r)$, definir-se-á como:

$$\Lambda_r(r) = \alpha_0 \frac{1}{4} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_1}{d_1} \right) \right] \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_2}{d_2} \right) \right] \quad (4.22)$$

onde $r_1 = 0.95R_\odot$, $r_2 = R_\odot$ e $d_1 = d_2 = 0.025R_\odot$, concentrando o efeito nas camadas superficiais, $0.95R_\odot < r < R_\odot$. A amplitude do efeito α , α_0 , é escolhida de forma a que o modelo de dínamo encontre soluções supercríticas, isto é, soluções nas quais se obtém um campo magnético que é autossustentado e que exibe um padrão oscilatório de intensidade.

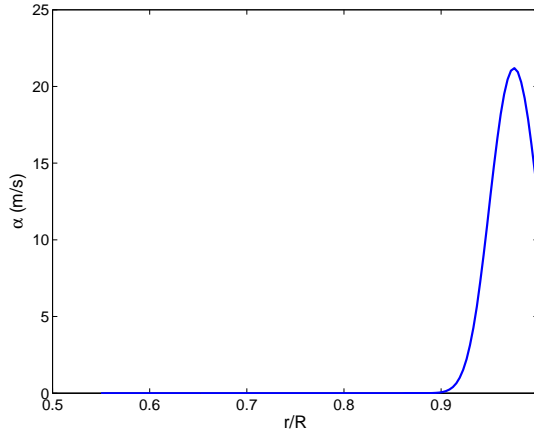


Figura 4.6: Perfil do mecanismo α com a dependência angular, $\cos\theta$ em função do raio normalizado, $R = 6.96 \times 10^8 m$, e a uma latitude próxima dos polos. Fonte: Elaborada pela autora.

Na formulação do efeito α acrescentamos o factor, $f(B_\phi)$, que irá depender do valor da componente toroidal do campo magnético, B_ϕ na base da zona convectiva, isto é entre $0.685R_\odot$ e $0.715R_\odot$ em função da latitude [Dikpati et al., 2005], $f(B_\phi) = B_\phi(r_t, \theta) / (1 + (B_\phi(r_t, \theta) / B_0)^2)$. Este fator é determinante para que o modelo encontre soluções estáveis. Como indicámos anteriormente, alguns autores suprimem o efeito da formação do campo toroidal nas altas latitudes, colocando o efeito α fracamente dependente das altas latitudes [Dikpati and Charbonneau, 1999, Nandy and Choudhuri, 2001]. Se quisermos adotar um perfil no qual o coeficiente α não aumente em latitude com uma dependência angular,

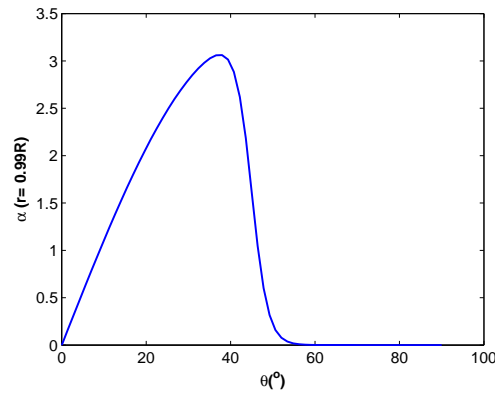


Figura 4.7: Perfil do mecanismo α com a dependência angular, $\sin\theta\cos\theta \left[\frac{1}{1+e^{(-30(\theta-\pi/4))}} \right]$, utilizado nos cálculos para a produção da componente poloidal do campo magnético conforme descrito em [Hazra et al., 2014]. Perfil latitudinal para $r = 0.99R_{\odot}$ em função da latitude em m/s. Fonte: Elaborada pela autora

$\cos\theta$, então consideramos a dependência angular, $\sin\theta\cos\theta \left[\frac{1}{1+e^{(-30(\theta-\pi/4))}} \right]$. Esta metodologia permite obter diagramas espaciais de campo magnético que se assemelham com as observações [Dikpati et al., 2004, Hazra et al., 2014].

4.2.5 Flutuabilidade magnética

Por forma a incluir os efeitos da flutuabilidade magnética neste código, aplica-se um tratamento local da mesma [Nandy and Choudhuri, 2001]. A cada intervalo de tempo $\tau = 8.8 \times 10^5 s$, o código vai verificar se o campo toroidal, B_{ϕ} excede o valor crítico, B_c ($B_c = 10^5$ Gauss), junto à base da zona convectiva. Se isto acontecer, então uma fração, $f = 0.5$, desse campo vai emergir à superfície. Quando o valor f é inferior à unidade, o campo toroidal na base da zona convectiva satura e o campo magnético emerge à superfície através da flutuabilidade magnética, desta forma, concedendo ao modelo um carácter estacionário [Nandy and Choudhuri, 2001].

O tempo que os tubos de fluxo levam a emergir até à superfície (meses) é bastante inferior à escala do ciclo solar (década), e neste código, o efeito é imediato. Assim, parte do campo magnético na BZC é adicionado ao campo da superfície, onde o efeito α opera instantaneamente.

Todos os mecanismos físicos referidos anteriormente influenciam a paridade das so-

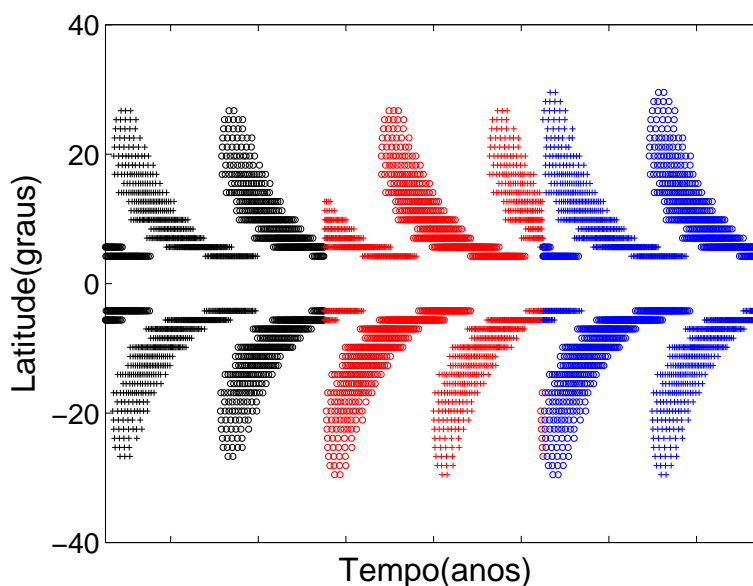


Figura 4.8: Compósito de diagramas relativo às erupções da componente toroidal à superfície. Os símbolos 'o' e '+' representam, respectivamente, a componente positiva e a negativa do campo toroidal. O gradiente de cores ilustra a variação na paridade, i.e., mostra a passagem de uma solução simétrica (preto) para uma anti-simétrica (azul). Fonte: Elaborada pela autora.

luções obtidas. A Figura (4.8) exemplifica a passagem de uma solução com paridade simétrica (polaridades iguais de emergência no norte e no sul) para uma paridade anti-simétrica (polaridades opostas nos dois hemisférios). Neste modelo, a rapidez da passagem de uma paridade para outra depende consideravelmente do valor da difusividade magnética nas camadas inferiores. Para evitar a difusão do campo toroidal através do equador, são utilizados valores, da ordem dos $10^8 \text{cm}^2/\text{s}$. Além disso, como referimos anteriormente, os valores da difusividade magnética associados à componente poloidal na zona convectiva têm de ser suficientemente elevados para permitir o acoplamento do campo poloidal entre os dois hemisférios.

O tratamento não local da flutuabilidade magnética é mais robusto e é preferido quando queremos estudar o sistema relativamente a uma grande variedade de parâmetros. No entanto, se considerarmos o mecanismo utilizado por Dikpati et al. [2005], obtemos uma distribuição espacial do campo magnético diferente da observada e uma periodicidade diminuída (comparar Figura 4.9a com Figura 4.9b).

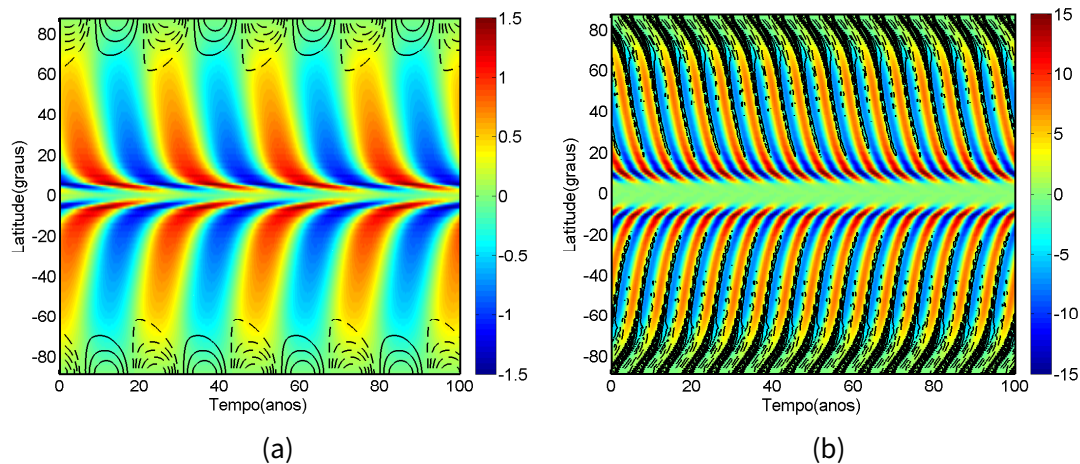


Figura 4.9: Representação da componente toroidal na base da zona convectiva com uma escala de cores e a componente radial do campo a superfície representada com contours ((+) componente positiva, (-) componente negativa), segundo o modelo [Chatterjee et al., 2004] - tratamento local da flutuabilidade (a) - e segundo o modelo aproximado de Dikpati & Charbonneau [1999], isto é, não local (b). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

Contrariamente ao que acontece com o mecanismo implementado por Nandy & Choudhuri [2001], o período do ciclo é baixo devido à formação antecipada do campo toroidal, isto é, antes de ser transportado para as baixas latitudes (ver Figura (4.10b)). No modelo de [Nandy and Choudhuri, 2001], o mecanismo de flutuabilidade magnética traduz-se num efeito de baixas latitudes (ver Figura (4.10a)), isto é, o campo magnético é transportado pela circulação meridional e intensificado na zona convectiva, tornando a sua aplicação mais realista (exemplo efeito Waldmeier [Waldmeier, 1955]) [Choudhuri and Hazra, 2015]. No entanto, a sua aplicação restringe-se à aplicação de modelos 2D [Choudhuri and D'Silva, 1990, D'Silva and Choudhuri, 1990]. Na prática, o estudo da inclinação das regiões bipolares ativas (responsáveis pelo processo Babcock-Leighton) só pode ser levado a termo unicamente por meio de processos 3D [Fan et al., 1993, Caligari et al., 1995, Hazra et al., 2017]. D'Silva & Choudhuri [1993] demonstram que, para que os ângulos de inclinação e as latitudes de emergência dos tubos de fluxo estejam de acordo com as observações, é necessário que estes tenham intensidades entre 5×10^4 e $10^5 G$ [Fan et al., 1993]. A intensidade do campo magnético difere na parte principal e secundária da região bipolar consequência do fato de que, a força de Coriolis opera de forma assimétrica, em semelhança com as observações [Fan, 2008].

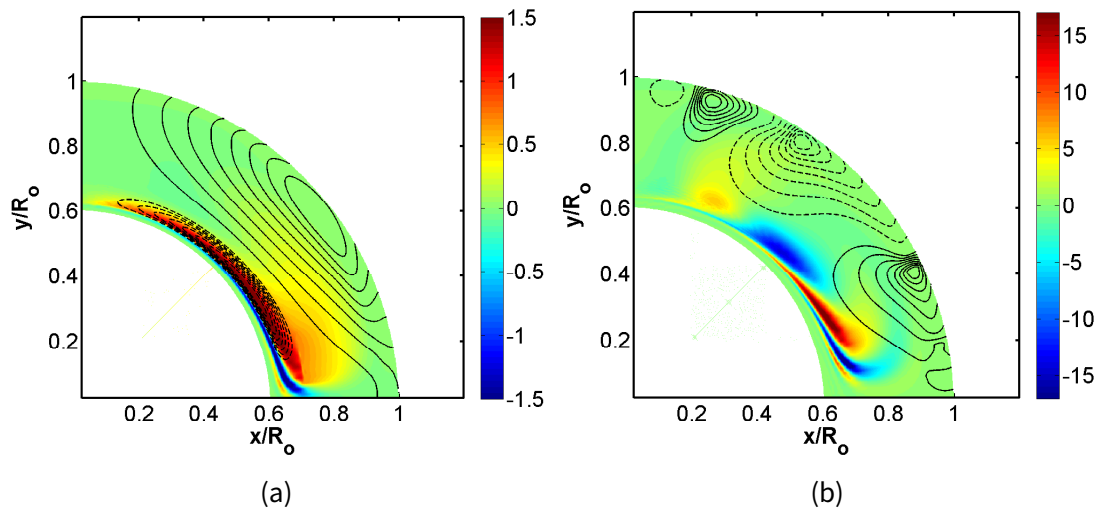


Figura 4.10: Perfil meridional da componente toroidal (escala a cores) e da componente poloidal, dado por $r \sin \theta A$ (linha a tracejado para valores negativos, e contínua para valores positivos) e associado à Figura 4.9a (a) e à Figura 4.9b (b). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

5

Zonas subjacentes à fotosfera: Impacto da densidade no modelo de dínamo

5.1 Introdução

Numa primeira abordagem poderíamos aproximar o Sol a uma esfera de gás adiabaticamente estratificada [van Ballegoijen and Choudhuri, 1988]. Neste modelo de referência, a densidade $\rho(r)$ é aproximada por $\rho(r) = C(R_{\odot}/r - 1)^n$, onde R_{\odot} é o raio estelar e $n = 1.5$, para um envelope solar adiabaticamente estratificado com um coeficiente de expansão, $\gamma = 5/3$ na base da zona convectiva. A constante C é determinada a partir da densidade na base da zona convectiva, ρ_b , e do raio r_b para valores $0.23g.cm^{-3}$ e $4.87 \times 10^{10}cm$, respectivamente [van Ballegoijen and Choudhuri, 1988]. Isto significa que as várias quantidades, tais

como a temperatura, a pressão e a densidade, podem basear-se numa simples relação exponencial, sem ter em conta os processos radiativos [Kippenhahn and Weigert, 1990]. Desta forma, é evidente a necessidade de mais condições para definir a densidade e a temperatura no interior da estrela [Turck-Chièze and Couvidat, 2011]. O modelo referido acima é uma primeira abordagem para a modelação solar; no entanto, o modelo não consegue satisfazer plenamente as características de um modelo realista. Como definimos no Capítulo 3, outras quantidades termodinâmicas (descritas no SSM) são igualmente importantes, fornecendo dados adicionais para modelizar a estrutura de uma estrela. A composição detalhada dos elementos constituintes do plasma é um elemento-chave do modelo solar padrão, entrando no cálculo da equação de estado. Esta composição influencia o peso molecular médio, o qual tem um papel crucial na determinação da pressão, da densidade, dos coeficientes de opacidade e das condições que envolvem o transporte e produção de energia. Sucessivas revisões têm atualizado a tabela de abundâncias, a partir da qual são construídos os modelos solares. Para este trabalho, a estrutura solar foi calculada para duas abundâncias químicas diferentes obtidas por Grevesse & Sauval [1998] e Asplund et al [2005a]. O modelo solar padrão usado neste trabalho está de acordo com os diagnósticos da hélio-sismologia mais atuais e outros modelos publicados na literatura [Turck-Chièze and Lopes, 1993, Bahcall et al., 2005, Guzik, 2011, Turck-Chièze and Couvidat, 2011].

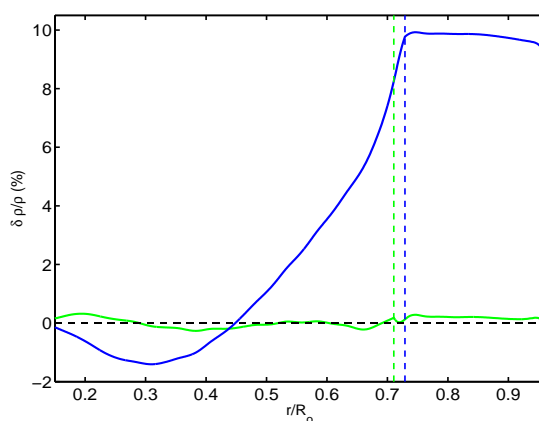


Figura 5.1: Perfis radiais da diferença relativa da densidade entre o modelo solar padrão e os dados resultantes da inversão a partir da hélio-sismologia [Turck-Chièze et al., 1997, Basu et al., 2009]. A linha contínua a azul corresponde ao modelo solar com as abundâncias AGS05 e a linha contínua verde ao modelo solar, GS98. A localização da base da zona de convecção é indicada pela linha vertical: $0.71R_{\odot}$ (linha tracejada verde) para o modelo solar [Grevesse and Sauval, 1998] e $> 0.71R_{\odot}$ (linha tracejada azul) para o modelo solar [Asplund et al., 2005a]. Fonte: Cardoso & Lopes, 2012, p. 3.

A Figura (5.1) mostra a diferença relativa entre o perfil de densidade obtido a partir do SSM (com base na composição química determinada por Grevesse & Sauval [1998] e Asplund et al [2005a]) e as inversões hélio-sísmicas. Nas várias revisões feitas até à data tem-se verificado uma diminuição de aproximadamente 30% nas abundâncias dos elementos, particularmente em C, N, e O (os principais contribuidores para a lista dos elementos pesados). Como consequência deste decréscimo, o valor de Z também decresce.

O perfil de densidade solar determinado hélio-sismologicamente representa a melhor assinatura dos processos físicos que ocorrem abaixo da base da zona convectiva e nas camadas mais externas da estrutura estelar. A hélio-sismologia, assim como o modelo solar padrão - CESAM (Code Évolution Stellaire Adaptatif et Modulaire), revelam um perfil complexo de densidade em função do raio, o qual é consequência de processos físicos complexos que ocorrem em diferentes regiões do envelope solar, e onde operam os mecanismos de dínamo, tendo por essa razão um papel fundamental para a regeneração do campo magnético. A tachocline, a base da zona convectiva e a camada superadiabática junto à superfície constituem as principais regiões afetadas por este perfil de densidade, o qual, considerado na maior parte dos modelos de dínamo axissimétrico é descrito a partir de uma lei de potência que não tem em conta os processos físicos introduzidos nos modelos de evolução estelar e na qual existe uma elevada concordância com os dados da hélio-sismologia. Como podemos observar na Figura (5.1), o perfil de densidade hélio-sismológico não é muito diferente do perfil de densidade do modelo solar padrão, denotando-se uma diferença relativa máxima de 10% na base da zona convectiva, com um ligeiro decréscimo à medida que nos aproximamos da superfície (para a composição química AGS05 [Asplund et al., 2005a]). No entanto, podemos verificar que, para a composição química de GS98 [Grevesse and Sauval, 1998], a diferença por comparação é praticamente desprezável. Como referimos, a lei de potência não tem em conta a variação complexa da densidade característica do Sol, particularmente na tachocline e na região superadiabática. Assim, a Figura (5.2) mostra a diferença relativa entre a densidade do modelo de referência, $\rho_{pol}(r)$, e a densidade do modelo solar padrão, $\rho_{ssm}(r)$. A diferença relativa da densidade obtida para ambas as abundâncias é significativa, aumentando a partir da base do modelo, em $0.55R_{\odot}$ até à tachocline, em $0.71R_{\odot}$, e voltando a aumentar a partir deste raio até à superfície - região superadiabática.

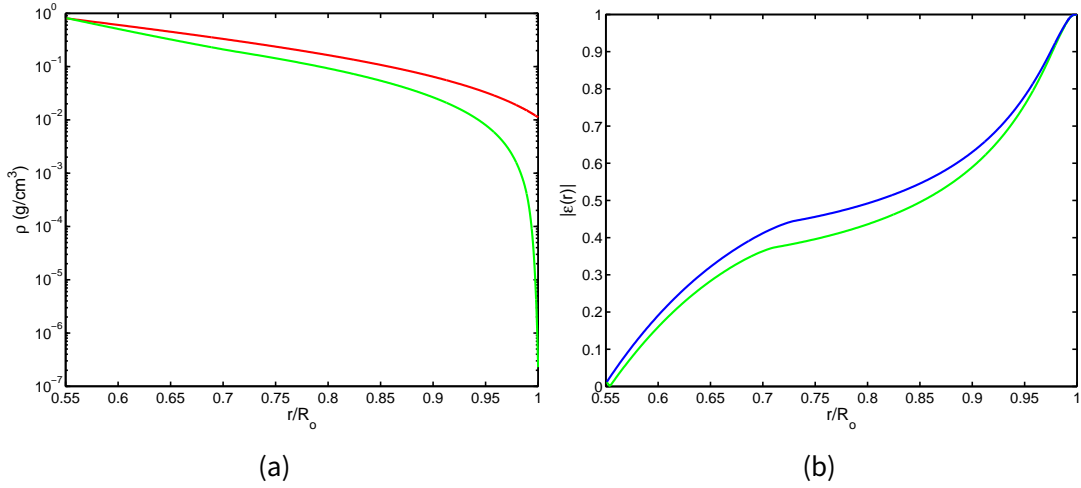


Figura 5.2: (a) Perfil da densidade de referência em função do raio, ρ_{pol} (linha vermelho) e da densidade associada ao modelo solar padrão, ρ_{ssm} (linha verde), com a composição química de Grevesse & Sauval [1998]. (b) Diferença relativa entre o perfil de densidade, ρ_{ssm} [Grevesse and Sauval, 1998] e o perfil da densidade de referência, ρ_{pol} , para a composição química de Asplund et al [2005a] (linha azul) e para a composição química de Grevesse & Sauval [1998] (linha verde). Fonte: Elaborada pela autora.

5.1.1 Formulação da nova função de escoamento, $(\psi r \sin \theta)_{ssm}$

A função de escoamento utilizada para parametrizar a circulação meridional (Eq. (4.20)) é definida a partir de $\psi(r, \theta) r \sin \theta$. Neste estudo vamos decompô-la num termo radial e latitudinal, $F_r(r)$ e $G_\theta(\theta)$, respetivamente,

$$F_r(r) = (r - R_p) \sin \left[\frac{\pi(r - R_p)}{R_\odot - R_p} \right] e \left[-\left(\frac{r - r_0}{\Gamma} \right)^2 \right] \quad (5.1)$$

$$G_\theta(\theta) = (1 - e^{(-\beta_1 \theta^\epsilon)}) (1 - e^{(\beta_2(\theta - \pi/2))}) \quad (5.2)$$

Numa primeira análise iremos estudar o impacto da densidade proveniente do SSM, ρ_{ssm} , na componente latitudinal da velocidade meridional, v_θ , considerando, desta forma, a componente radial, v_r , como sendo similar à componente radial do modelo de referência, isto é, $(v_r)_{ssm} = (v_r)_{pol}$. A função de escoamento, $\psi(r, \theta)$, é modificada de forma a incorporar o novo perfil de densidade, $\rho_{ssm}(r)$, obtido a partir do modelo solar padrão e considerando

diferentes composições químicas, GS98 e AGS05. A aplicação do novo perfil é feita apenas na região onde o dínamo opera, $0.55R_{\odot} \leq r \leq R_{\odot}$. Ao contrário de $\rho_{pol}(r)$, a amplitude de $\rho_{ssm}(r)$ varia drasticamente, isto é, de $10^{-1}g.cm^{-3}$ a $0.55R_{\odot}$, a $10^{-7}g.cm^{-3}$ à superfície, R_{\odot} (6.96×10^8m). A nova função de escoamento, $(\psi r \sin\theta)_{ssm}$ é definida de tal forma que as principais propriedades do modelo de referência são mantidas.

Portanto, $(\psi r \sin\theta)_{ssm}$ é definida da seguinte forma:

$$(\psi r \sin\theta)_{ssm} = (\psi r \sin\theta)_{pol} + \epsilon(r) (\psi r \sin\theta)_{pol} \quad (5.3)$$

A função de escoamento, $(\psi r \sin\theta)_{ssm}$ é descrita a partir da função do modelo de referência, $(\psi r \sin\theta)_{pol}$, a qual é adicionada à diferença relativa entre os dois perfis de densidade associada à função do modelo de referência, isto é, $\epsilon(r) (\psi r \sin\theta)_{pol}$. O termo $\epsilon(r)$, é descrito a partir de uma diferença relativa entre o perfil de densidade solar, ρ_{ssm} , e o perfil de densidade do modelo de referência, ρ_{pol} ,

$$\epsilon(r) = \frac{\rho_{ssm} - \rho_{pol}}{\rho_{pol}} \quad (5.4)$$

onde $\epsilon(r) < 0$ é a condição entre a base da zona convectiva e a superfície, e onde a condição inicial, $(v_r)_{ssm} = (v_r)_{pol}$, é considerada de forma a determinar $(v_{\theta})_{ssm}$ em função de $\rho_{ssm}(r)$ a partir da função corretiva, $\epsilon(r) (\psi r \sin\theta)_{pol}$.

A partir da Figura (5.2b) podemos verificar que $\epsilon(r)$ é idêntico para ambos os perfis de densidade (obtidos para as duas abundâncias consideradas), sendo que a principal diferença reside na base da zona convectiva, onde o perfil de densidade com a composição química GS98 produz uma base da zona convectiva mais profunda do que com a composição química AGS05. No entanto, como demonstraremos mais adiante, este efeito é menor para a evolução do ciclo magnético solar.

5.1.1.1 Dependência dos parâmetros

Os parâmetros irão depender da variação de densidade nos últimos 15% do raio solar e da conseqüente redução da amplitude da circulação meridional na zona convectiva, quando normalizamos a amplitude máxima da velocidade à superfície. A componente v_θ em função do raio e da latitude varia de modelo para modelo e relaciona-se com a escolha de R_t . A componente v_θ mostra variações que caracterizam o novo perfil de densidade em várias regiões no envelope solar, especialmente nas camadas que caracterizam a superfície (ver Figura (5.3)).

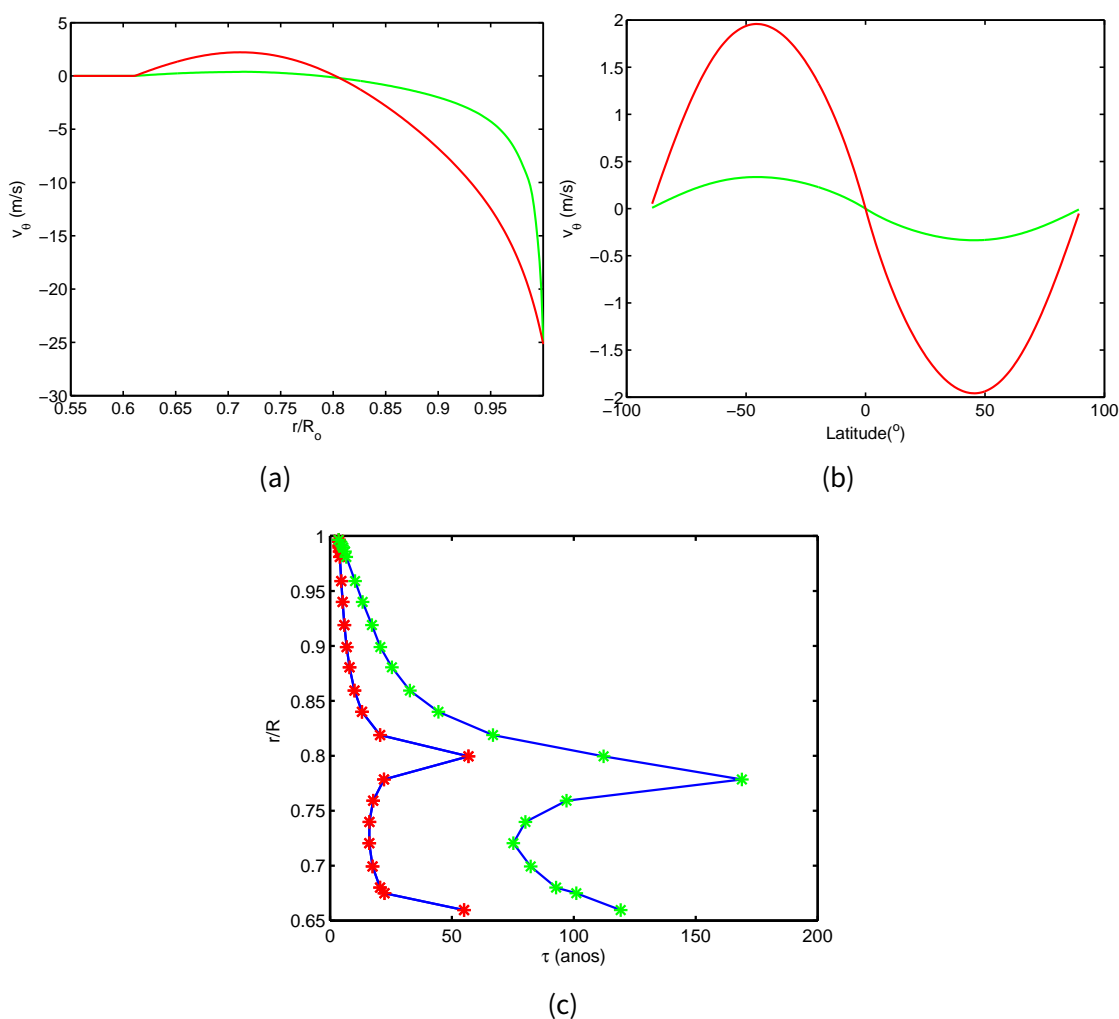


Figura 5.3: Componente latitudinal da circulação meridional, $v_\theta(m/s)$ em função do raio para as médias latitudes (a) e em função da latitude no limite inferior da tachocline (b): modelo SSM (linha contínua verde) e modelo de referência (linha contínua vermelha). Tempo de advecção em função do raio (r/R) associado ao modelo de referência (pontado a vermelho) e ao modelo SSM (pontado a verde) (c). Fonte: Elaborada pela autora.

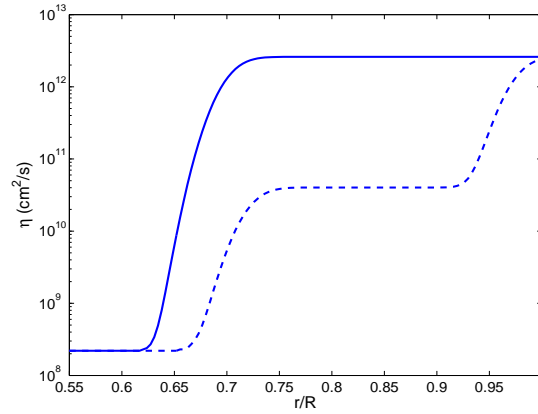


Figura 5.4: Perfil de difusividade em função do raio (r/R). A linha contínua refere-se à difusividade associada à componente poloidal, η_p , e a linha tracejada refere-se à difusividade associada à componente toroidal, η_t , do campo magnético. Fonte: Elaborada pela autora.

Além disso, todos estes modelos registam uma velocidade máxima de 25 m/s à superfície e nas médias latitudes. Para o modelo SSM, R_t é igual a R_\odot , onde o valor de ρ_{ssm} decresce para $10^{-7} g/cm^3$ e, conseqüentemente, quando normalizamos o modelo para uma velocidade máxima de 25 m/s à superfície, existe uma variação dramática da função ψ_{ssm} em toda a zona convectiva. Em resultado disto, esta condição irá afetar as soluções do ciclo solar, e a difusividade associada à componente poloidal e à toroidal terá de ser reduzida para compensar a diminuição do efeito advectivo. No entanto, os valores de difusividade turbulenta do modelo de referência mantêm-se para os modelos A, B e C, onde a diferença relativa entre as densidades é menos importante e, por efeito, afeta em menor grau a velocidade meridional nas camadas mais internas.

5.2 Dependência dos perfis de densidade com os parâmetros dos modelos

A periodicidade do ciclo do modelo de referência é de 13,3 anos; valor ligeiramente superior à periodicidade média encontrada nas observações (11 anos). Usualmente considera-se que a periodicidade do ciclo magnético no modelo de dínamo é dada pela evolução da componente toroidal do campo magnético na base da zona convectiva. Na Tabela (5.1) apresentamos os resultados de alguns modelos com valores diferentes de R_t , nomeados de A a SSM consoante a condição fronteira, R_t , o período do ciclo, a amplitude da componente radial à superfície e a latitude onde o campo toroidal supostamente emerge à superfície, através do mecanismo de flutuabilidade descrito no código Surya. Entre os consecutivos modelos de dínamo de A a SSM, segue o decrescimento progressivo da amplitude da circulação meridional, entre R_p e a posição onde ocorre a inversão da direção latitudinal da circulação meridional, a $0.80R_\odot$. Este decrescimento é mais visível em latitude do que quando analisamos v_θ em função do raio, como inicialmente verificámos na Figura (5.3).

Tabela 5.1: Modelos de dínamo solar. Fonte: Cardoso & Lopes, 2012, p. 6.

| Modelo | R_t^a | T^b | B_{rs}^c | Latitude ^d |
|------------|---------|-------|------------|-----------------------|
| Referência | 1.00 | 13.3 | 2950 | 40° |
| A | 0.96 | 14.3 | 2750 | 30° |
| B | 0.97 | 15.6 | 2400 | 20° |
| C | 0.98 | 18.6 | 2000 | 10° |
| D | 0.99 | 24.1 | 1360 | <10° |
| D* | 0.99 | 27.0 | 2640 | 40° |
| SSM | 1.00 | 74.0 | 200 | 40° |

Discutimos o modelo de dínamo SSM separadamente dos outros modelos devido à estrutura complexa que existe nas camadas superficiais e a consequente redução da circulação meridional. O perfil de densidade do modelo solar padrão até à superfície, $r = R_\odot$, mostra uma grande variação da densidade em comparação com o modelo de referência;

^a R_t — limite da camada externa do modelo de dínamo solar. (R_\odot)

^b T — metade do período do ciclo solar. (ano)

^c B_{rs} — amplitude da componente radial do campo magnético à superfície. (Gauss)

^dLatitude máxima aproximada (em graus), onde o campo magnético atinge valores da ordem dos $10^5 Gauss$

consequentemente, a v_θ (em função de raio e latitude) do modelo SSM ($R_t = R_\odot$) é muito diferente dos outros modelos. Para obtermos uma solução estável e periódica do dínamo solar considerando a amplitude máxima, $v_0, 25m/s$, tivemos de alterar o valor da difusividade magnética turbulenta (para a componente poloidal e toroidal), no qual η_{BCZ} e η_{BCZ} são reduzidos a $5 \times 10^9 cm^2/s$ e a $5 \times 10^{11} cm^2/s$, respetivamente. Como podemos ver no modelo SSM da Figura (5.5), o ciclo magnético apresenta uma configuração semelhante ao modelo A (neste caso, é o mesmo que considerar o modelo de referência) - Figura (5.7); no entanto, o ciclo tem um período de duração de 74 anos e o campo radial nas altas latitudes é da ordem de 200 Gauss (segundo a Figura (5.9)). Este último resultado é similar ao modelo de Dikpati & Charbonneau [1999], e mais próximo dos valores de 10 Gauss, valor estimado pelas observações. O modelo de referência apresenta valores mais elevados, discordantes com as observações.

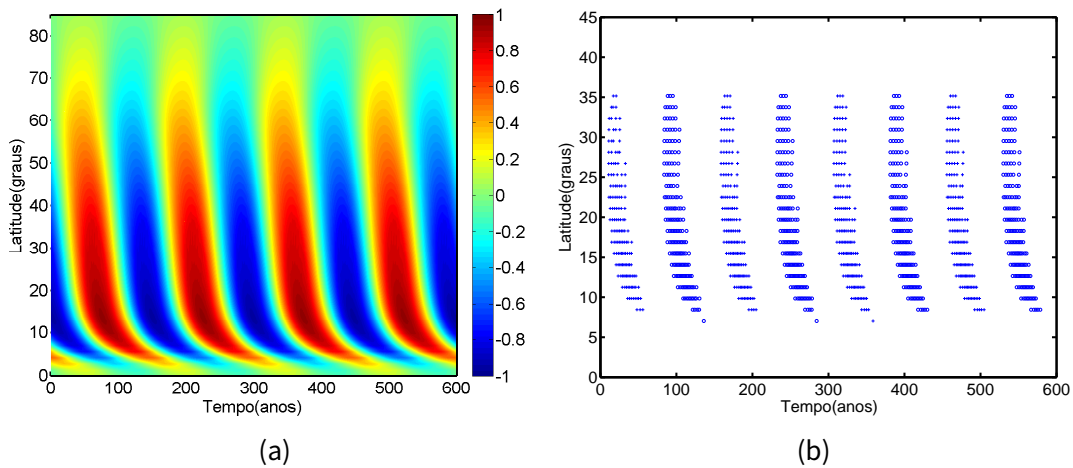


Figura 5.5: Evolução da componente toroidal (a) para o modelo SSM. A escala a cores mostra a intensidade da componente ($\times 10^5$ Gauss). Os pontos indicam onde o campo magnético atinge o valor de 10^5 Gauss para valores positivos (+) e valores negativos (-) das respetivas emergências de campo magnético à superfície (b). Fonte: Elaborada pela autora.

De forma geral, podemos verificar, no painel (a) e (b) da Figura (5.9), que os valores da componente radial, B_r , e latitudinal, B_θ do modelo SSM são inferiores aos do modelo A, no entanto, a amplificação da componente toroidal através da componente radial distribui-se, junto aos polos, de forma semelhante em ambos os modelos. As baixas amplitudes destas componentes vão contribuir para a produção de um campo toroidal enfraquecido.

A Figura (5.3c) mostra o intervalo de tempo do deslocamento do campo magnético:

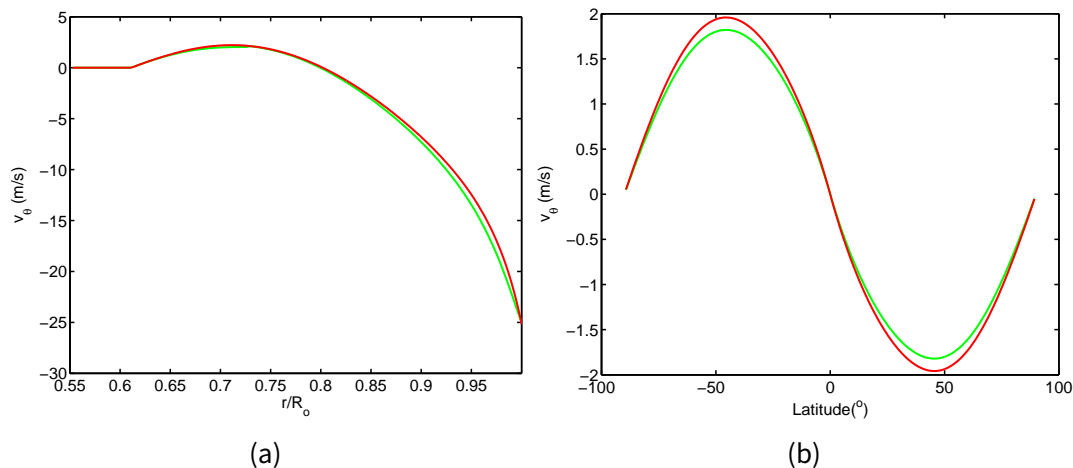


Figura 5.6: Variação da componente latitudinal da circulação meridional, v_θ (m/s), em função do raio para as médias latitudes (a) e em função da latitude no limite inferior da tachocline (b). O modelo A está representado pela linha contínua verde e o modelo de referência, pela linha contínua vermelha. Os modelos foram calculados considerando o envelope solar, compreendido entre $0.55R_\odot$ e R_\odot . Fonte: Elaborada pela autora.

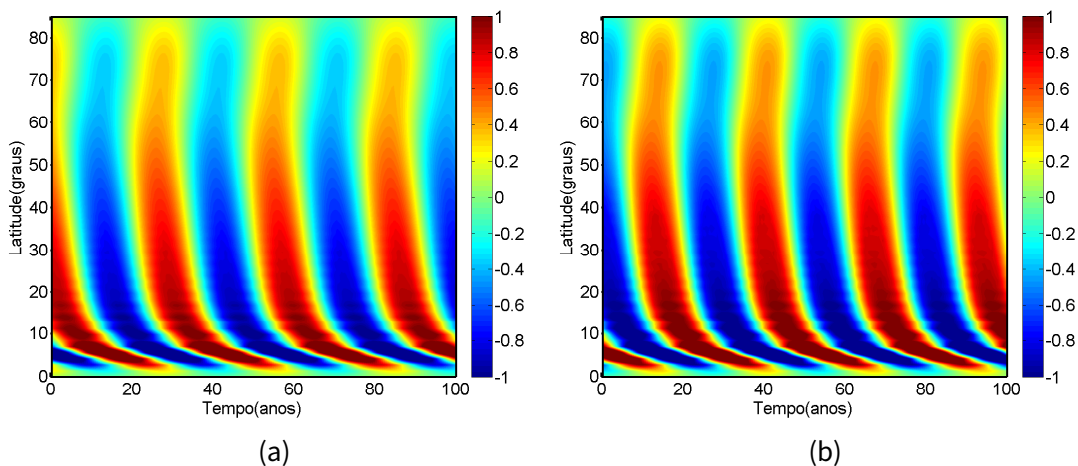


Figura 5.7: Evolução da componente toroidal do campo magnético para o modelo A (a) e para o modelo de referência (b). A escala a cores mostra a intensidade de ambas as componentes ($\times 10^5$ Gauss). Fonte: Elaborada pela autora.

a partir de onde começa a ser amplificado (junto ao polo) e 8 graus, isto é, até onde ocorre a emergência do campo magnético através do mecanismo de fluatibilidade do modelo SSM (Figura(5.5)) ; e entre o polo e 0 graus para o modelo de referência (ver Figura (5.8)), onde a emergência do campo magnético se pronuncia até ao equador. No caso do modelo SSM (Figura (5.5)), o campo magnético leva aproximadamente 109.19 anos (junto ao limite inferior da tachocline) e 16.34 (junto à superfície) a propagar-se entre o polo e 8 graus de latitude. Estes valores divergem consideravelmente dos valores estimados no modelo de referência, ou

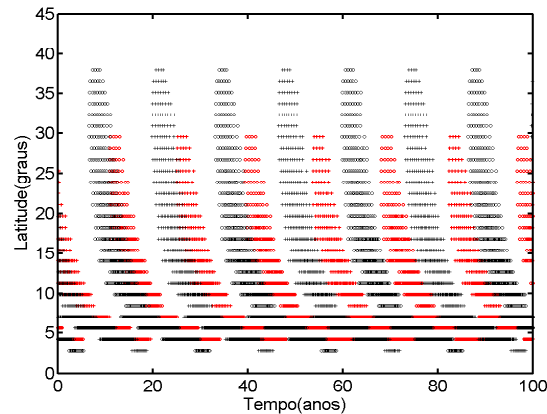


Figura 5.8: Os pontos indicam onde o campo magnético atinge o valor de 10^5 Gauss, para valores positivos (+) e valores negativos (-) das respectivas emergências de campo à superfície no modelo A (vermelho) e no modelo de referência (preto). Fonte: Elaborada pela autora.

seja, 24.04 anos (junto ao limite inferior da tachocline) e 5.598 anos (junto à superfície) aproximadamente, onde a emergência do campo magnético atinge aproximadamente o equador (segundo a Figura (5.7) e a terceira coluna da Figura (5.10)). No modelo SSM, entre 35.60 e 8.44 graus (onde a componente toroidal atinge os 10^5 Gauss, aproximadamente, e contribui para a regeneração da componente poloidal do campo), o processo advectivo mais lento contribui para uma intensificação do campo até perto dos 8 graus. Após esta latitude (em direção ao equador) o transporte latitudinal pela circulação meridional parece ser menos eficiente. Entre o modelo de referência e SSM existe uma diferença de 20 anos no tempo total de transporte do campo magnético na base da zona convectiva, entre o equador e os 8 graus. O mecanismo capaz de transportar o campo magnético na direção radial, e nessas latitudes, é a difusão, visto que o transporte advectivo é enfraquecido devido ao efeito do amortecimento causado pela diferença das densidades. Segundo os perfis meridionais do modelo SSM (primeira coluna da Figura (5.10)) e a Figura (5.5), o campo toroidal é menos intenso do que no modelo A (segundo a primeira coluna da Figura (5.10)), razão pela qual entre 0 e 8 graus temos uma zona onde o campo magnético não atinge os 10^5 Gauss. A escala a cores é escolhida de forma a fazer coincidir esta condição para a erupção do campo magnético à superfície em ambos os modelos.

A partir deste diagrama de campo magnético, e relativamente à localização da sua emergência, verificamos que as erupções são menos pronunciadas em largura.

No modelo A, a componente poloidal, A_ϕ do campo magnético apresenta valores

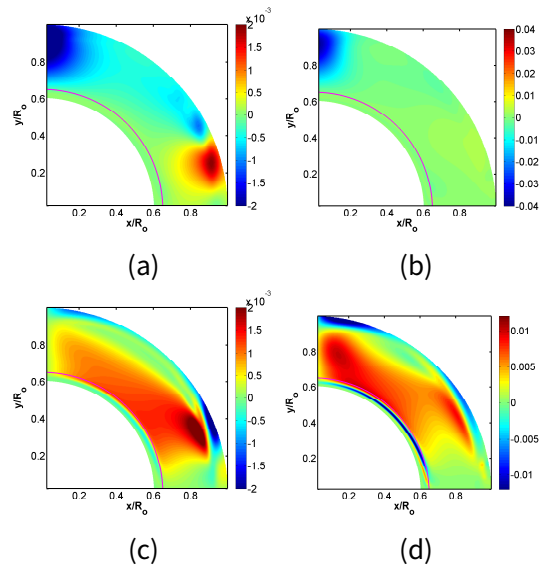


Figura 5.9: Distribuições meridionais da componente radial, B_r , para o modelo SSM (a), e para o modelo A (b), e das respectivas componentes latitudinais associadas, B_θ , para o modelo SSM (c) e para o modelo A (d). A escala a cores mostra a intensidade de ambas as componentes ($\times 10^5$ Gauss). Fonte: Elaborada pela autora.

mais elevados do que no modelo SSM, em concordância com os perfis meridionais relativos à componente radial e latitudinal do cisalhamento (ver Figura (5.9) e Figura (5.10)).

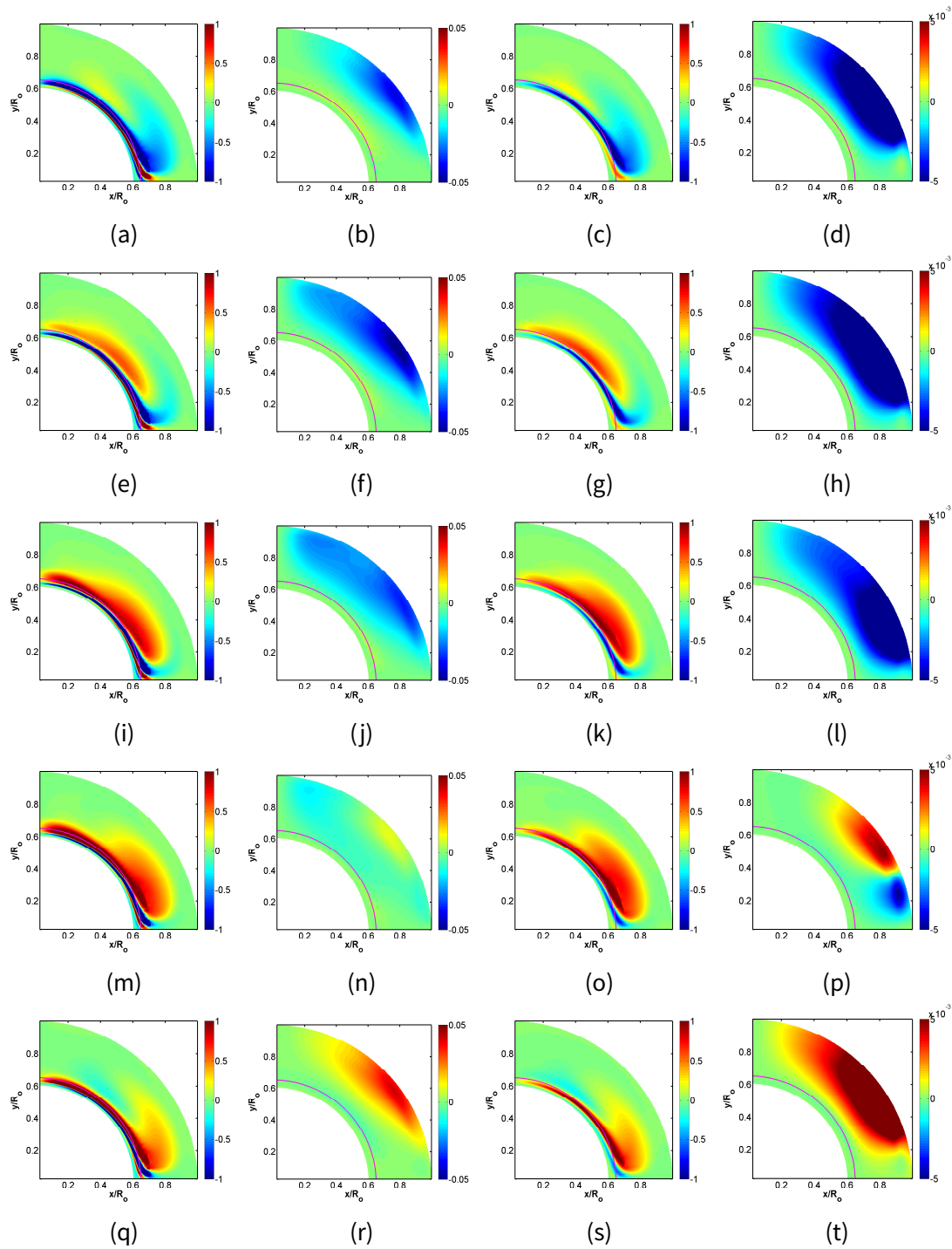


Figura 5.10: Perfis meridionais para diferentes tempos relativos a um meio ciclo: a componente toroidal (primeira coluna) e a componente poloidal (segunda coluna) do campo magnético associadas ao modelo SSM ($1R_{\odot}$); a componente toroidal (terceira coluna) e a componente poloidal (quarta coluna) do campo magnético associadas ao modelo A ($0.96R_{\odot}$). A escala a cores mostra a intensidade da componente toroidal ($\times 10^5$ Gauss) e da componente poloidal ($\times 10^5$ Gauss.m). O contorno a magenta indica a localização acima do raio de penetração, R_p , isto é, a $0.65R_{\odot}$. Fonte: Elaborada pela autora.

No caso do modelo D* (segundo a Figura (5.12) e a Figura (5.13)), as primeiras erupções do campo magnético acontecem a uma latitude de 40 graus com uma periodicidade de 27 anos (meio ciclo magnético). Na Figura(5.14), mostramos os perfis meridionais da componente toroidal ao longo de um meio ciclo e podemos ver que no modelo D* (modificado), onde a difusividade turbulenta associada à componente toroidal é diminuída para $1.0 \times 10^{10} \text{ cm}^2/\text{s}$, as erupções vindas da base da zona convectiva dominam nas altas latitudes. Vemos claramente que, na tachocline, os valores do campo refletem o que é observado na Figura (5.12) e na Figura (5.13).

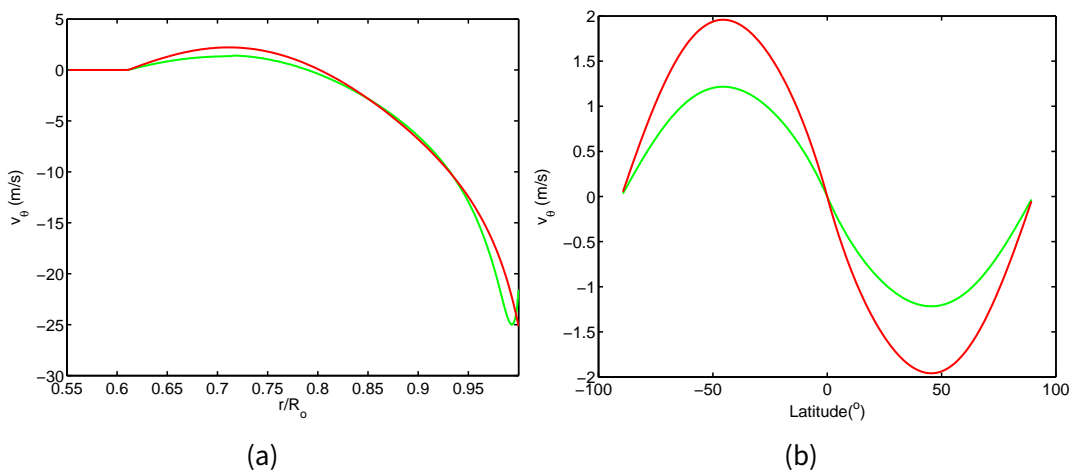


Figura 5.11: Variação da componente latitudinal da circulação meridional, v_θ (m/s), em função do raio para as médias latitudes (gráfico a esquerda) e em função da latitude no limite inferior da tachocline (gráfico a direita). O modelo D está representado pela linha contínua verde e o modelo de referência, pela linha contínua vermelha. Os modelos foram calculados considerando o envelope solar, compreendido entre $0.55R_\odot$ e R_\odot . Fonte: Elaborada pela autora.

Comparativamente ao modelo D, o campo magnético no modelo D* está menos sujeito ao transporte radial por difusão. O facto de diminuirmos a difusividade implica a diminuição do efeito advectivo da forma $\partial\eta/\partial r$; o transporte meridional domina sobre a difusão. Verificamos no modelo D* (modificado) que o campo toroidal é mais intenso junto à base da zona convectiva, chegando para a valores da ordem de 10^5 Gauss. Uma característica interessante deste modelo é o alargamento da área nas baixas latitudes, onde ocorrem as erupções, no qual ambas as componentes de cisalhamento, radial e latitudinal, vão contribuir para uma maior amplificação da componente toroidal (ver Figura (5.15)). A partir do primeiro e do último termo da Equação (4.2) do Capítulo 4, associados ao domínio do transporte radial da

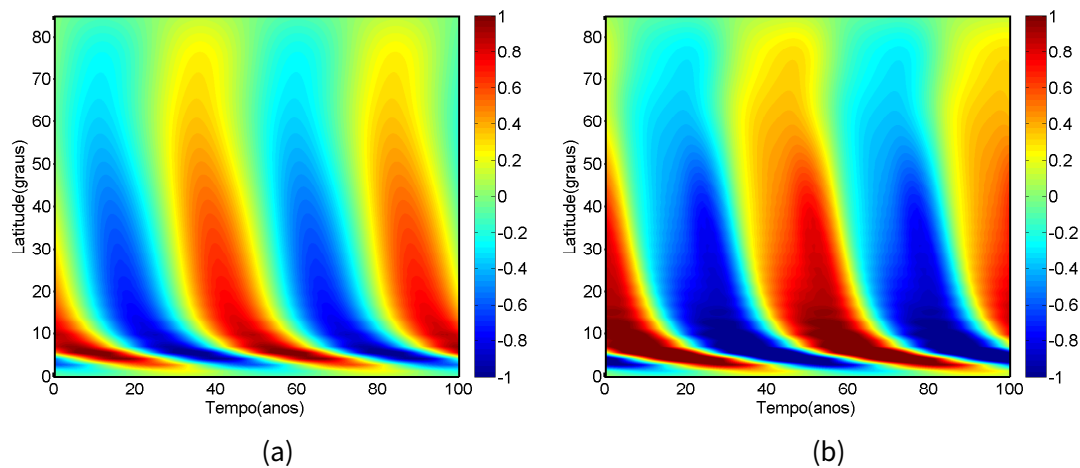


Figura 5.12: Evolução da componente toroidal do campo magnético para os modelos D (a) e D* (modelo D modificado) (b). A escala a cores mostra a intensidade da componente ($\times 10^5$ Gauss). Fonte: Elaborada pela autora.

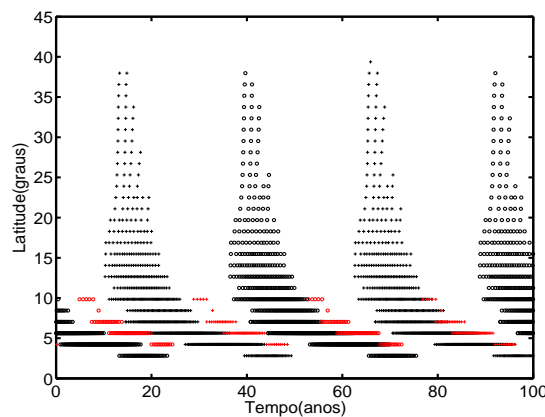


Figura 5.13: Os pontos indicam onde o campo atinge o valor de 10^5 Gauss, para valores positivos (+) e valores negativos (-) das respectivas emergências de campo à superfície para os modelos D (vermelho) e D* (preto). Fonte: Elaborada pela autora.

componente toroidal do campo magnético através da advecção radial, v_r , face ao gradiente de difusividade, podemos verificar que embora não seja o único factor dominante, a diferença entre os dois tipos de transportes indica a prevalência de um transporte sobre o outro para a organização do campo magnético até determinadas latitudes, principalmente na tachocline. Descobrimos, por conseguinte, que um aumento nos valores do campo magnético pode ser obtido se reduzirmos o gradiente de difusividade nessa zona.

Nestes novos modelos de dínamo, o período do ciclo magnético é regulado pela amplitude da circulação meridional na base da zona convectiva, o que é consistente com o trabalho de Muñoz-Jaramillo et al [2010]. Torna-se evidente, em todos os modelos, a depen-

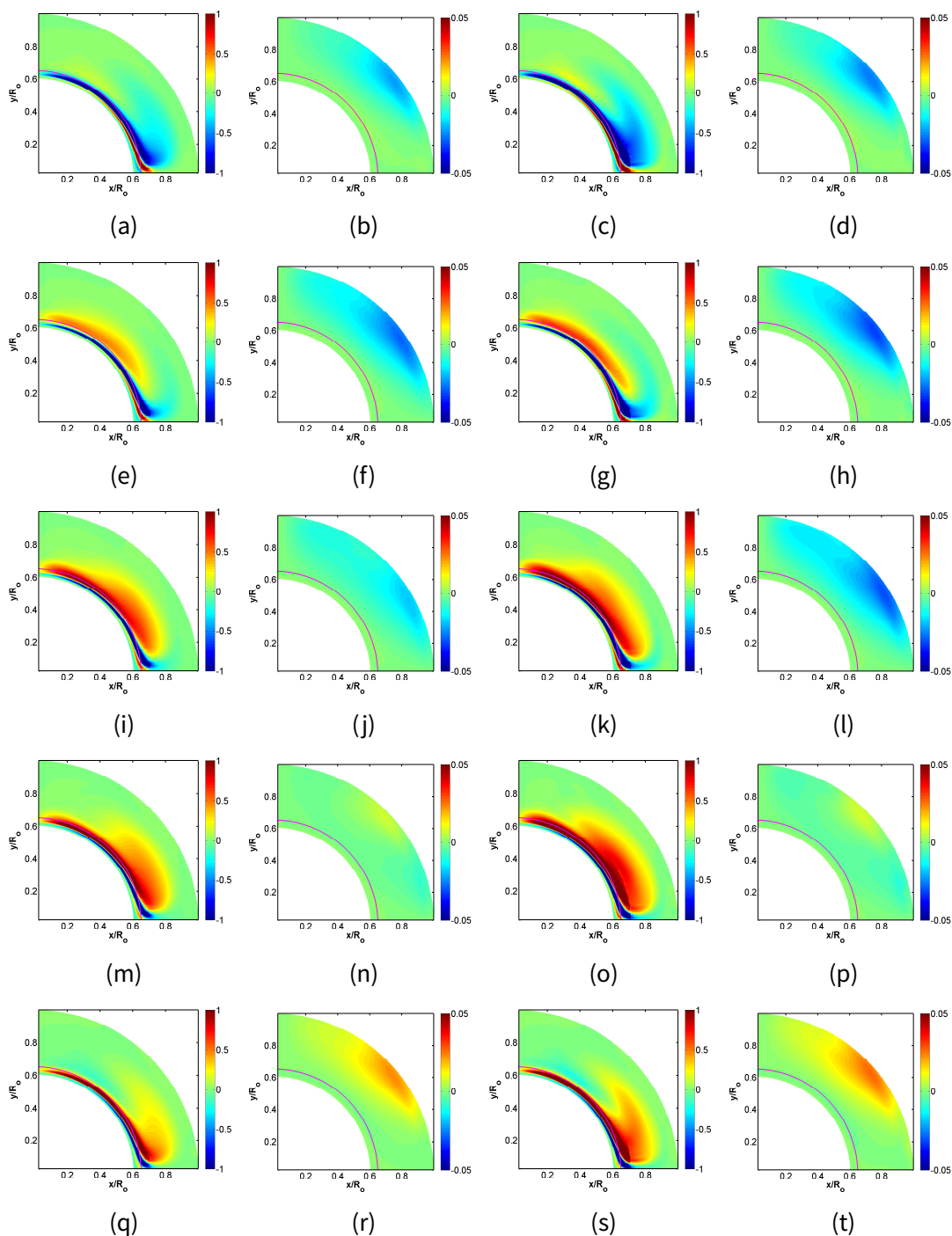


Figura 5.14: Perfis meridionais para diferentes tempos relativos a um meio ciclo: componente toroidal (primeira coluna) e componente poloidal (segunda coluna) do campo magnético associadas ao modelo D ($0.99R_{\odot}$) e a componente toroidal (terceira coluna) e a componente poloidal (quarta coluna) associadas ao modelo D*. A escala a cores mostra a intensidade da componente toroidal ($\times 10^5$ Gauss) e da componente poloidal ($\times 10^5$ Gauss.m). O contorno a magenta indica a localização acima do raio de penetração, R_p , isto é, a $0.65R_{\odot}$ da célula meridional. Fonte: Elaborada pela autora.

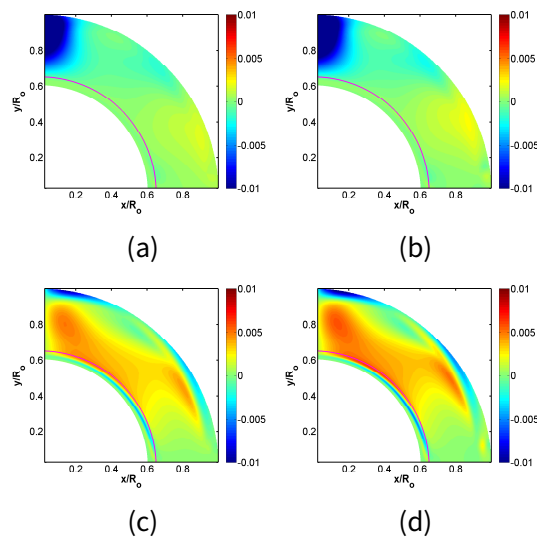


Figura 5.15: Distribuições meridionais da componente radial, B_r , para o modelo D (a) e para o modelo D* (b); e das respectivas componentes latitudinais associadas, B_θ , para o modelo D (c) e para o modelo D* (d). A escala a cores mostra a intensidade da componente ($\times 10^5$ Gauss). Fonte: Elaborada pela autora.

dência dos valores do campo magnético toroidal na parte inferior da zona convectiva, para a amplitude da componente poloidal à superfície e, o papel desempenhado pela circulação meridional para a evolução desta [Dikpati, 2011].

O cálculo dos modelos de dínamo com perfis de densidade utilizando abundâncias diferentes (GS98 e AGS05) leva a resultados praticamente iguais (ver Figura (A.2) do Anexo A.1). No entanto, temos de referir que o perfil de densidade calculado a partir da abundância dos elementos descrito por Asplund et al. [2005a], produz um ligeiro aumento do período do ciclo magnético para os modelos A, B, C e D comparativamente aos modelos de dínamo produzidos com o perfil da densidade utilizando GS98 (ver Figura (A.1) do Anexo A.1). O campo magnético máximo ocorre a latitudes similares e com aproximadamente a mesma amplitude em ambas as componentes do campo magnético.

Em geral, analisando os modelos de dínamo A e D, em ambos, os processos inerentes à base da zona convectiva têm uma forte influência no período do ciclo magnético.

5.3 Discussão e conclusão

Este trabalho explora de forma indireta a contribuição dos processos dinâmicos e estruturais intervenientes na evolução de uma estrela, nomeadamente, o Sol, num processo de dínamo. O impacto de uma estratificação de densidade, tal como apresentado, só poderia ser completamente estudado recorrendo a uma simulação numérica magneto-hidrodinâmica autoconsistente de dínamo, atuando no envelope solar entre a base da zona convectiva e a região superadiabática [Turck-Chièze and Couvidat, 2011]. Em particular, a hélio-sismologia tem demonstrado que o campo magnético e a rotação diferencial no interior podem modificar visivelmente a estrutura das camadas superiores do Sol. No entanto, modelar este tipo de processos físicos é muito complexo. Estudos preliminares revelam que a incorporação de processos dinâmicos na evolução estelar, tais como a rotação diferencial, tem demonstrado ter um impacto menor na estrutura presente do Sol. Este resultado é confirmado pelas análises hélio-sismológicas [Turck-Chièze et al., 2010].

O modelo de dínamo axissimétrico cinemático tem sido uma boa ferramenta para estudar as propriedades globais do ciclo magnético solar. Nestes modelos de dínamo, a circulação meridional é calculada assumindo como premissa a hipótese de que a estratificação da zona convectiva segue uma estratificação aproximadamente adiabática (neste trabalho – denominamo-lo modelo de dínamo solar de referência). A aproximação adiabática da densidade não é suficiente para representar corretamente o impacto das estruturas complexas em particular, as camadas superiores do Sol e as camadas junto à base da zona convectiva, um problema recorrente em muitos modelos de dínamo. Neste trabalho introdutório, investigamos o impacto de uma estratificação mais realista da densidade neste tipo de modelos [Cardoso and Lopes, 2012]. Isto é feito por meio da substituição do perfil de densidade de referência por um perfil de densidade mais realista obtido a partir do modelo solar padrão, consistente com a hélio-sismologia. Desta forma, investigamos como é que estes perfis de densidade afetam a evolução e características espaciais do ciclo magnético solar, estabelecendo a importância das camadas mais externas e da base da zona convectiva para a referida evolução. Estes resultados indicam-nos que, se o modelo de dínamo solar for restringido entre 55% e 96%, o diagrama do campo magnético será similar mas não idêntico ao modelo de referência [Cardoso and Lopes, 2012]. Neste caso, a diferença entre os modelos de dínamo

é causada pela diferença na estratificação da densidade abaixo da base da zona convectiva, região fundamental para a amplificação do campo magnético. Os modelos de dínamo solar que têm em conta o perfil de densidade acima de $0.96R_{\odot}$ desenvolvem uma velocidade meridional que causa uma mudança dramática no diagrama do campo magnético, na amplitude da componente radial do campo magnético e no aumento significativo do período do ciclo magnético solar [Cardoso and Lopes, 2012]. Nestes, o campo magnético radial tende para valores da ordem de 100 Gauss à superfície, aproximando-se dos resultados obtidos por Dikpati & Charbonneau [1999] - 10 Gauss.

Finalmente, a composição química - AGS05 e GS98 - do modelo solar padrão lida com perfis de densidade distintos, quando comparados com os dados hélio-sismológicos. No entanto, o impacto desta diferença não afeta significativamente a intensidade do campo magnético, nem o tempo de duração do ciclo magnético. De modo geral, concluímos que as principais propriedades do ciclo magnético solar são mantidas, o que significa que a variação radial da densidade na base da zona convectiva não interfere na disposição do campo toroidal.

Estes resultados são encorajantes, em parte pelo facto de que as camadas superiores do Sol têm uma estrutura complexa, em parte pela sua importância na estrutura do campo magnético formado no interior do envelope convectivo e a superfície. A inclusão de uma densidade realista no modelo de referência solar pode ser considerada em trabalhos futuros, uma vez que o seu impacto na evolução do ciclo magnético solar é maior do que o de outros processos dinâmicos usualmente incluídos em modelos de dínamo.

6

Camada exterior do Sol: Impacto da densidade em padrões multicelulares

6.1 Introdução

A circulação meridional introduzida nos modelos de dínamo no final da década dos anos 90 [Dikpati and Charbonneau, 1999, Nandy and Choudhuri, 2002] baseia-se num padrão estacionário, simétrico relativamente ao equador, com uma única célula definida em cada hemisfério. Nesta célula de circulação, o plasma solar dirige-se em direção aos polos junto à superfície e retorna em direção ao equador abaixo de $0.80R_{\odot}$ [Dikpati and Choudhuri, 1995]. Estes modelos de dínamo axissimétricos inspiravam-se em resultados observacionais

impostos pela hélio-sismologia [Hathaway, 1996, Giles et al., 1997, Haber et al., 2002, Zhao and Kosovichev, 2004], referindo-se a uma circulação meridional com uma amplitude máxima de, aproximadamente, 15 m/s junto à superfície, e com uma precisão que se estende a um raio de $0.95R_{\odot}$ [Haber et al., 2002]. Nessa altura, o padrão e a localização da circulação de retorno, embora mal estabelecidos [Braun and Fan, 1998, Schou and Bogart, 1998], permitiam obter resultados que reproduziam diversos aspetos do ciclo solar [Choudhuri et al., 1995]. Além disso, era razoável afirmar que, até então, nenhuma imagem consistente do perfil de circulação no interior do Sol havia sido totalmente estabelecida, pois, apesar do transporte meridional do campo magnético predominar à superfície em direção aos polos, a localização do ponto de retorno da célula permanecia ainda pouco clara. Geralmente assumia-se que esta ocorria junto à base da zona convectiva, embora ainda não houvesse evidências da sua existência [Chatterjee et al., 2004].

À medida que as técnicas hélio-sismológicas foram evoluindo, tornou-se possível inferir o comportamento da circulação meridional a profundidades cada vez maiores. No entanto, o elevado erro experimental associado às medições em profundidade faz com que novos resultados sejam aceites com bastante cautela por parte da comunidade. Ao longo de décadas, foram numerosas as tentativas de quantificação deste perfil até à tachocline. Novos perfis de circulação meridional [Mitra-Kraev and Thompson, 2007, Schad et al., 2011, Zhao et al., 2013, Schad et al., 2013] representam um desafio aos modelos de dínamo [Charbonneau, 2010], fornecendo-lhes mais constrangimentos físicos e, assim, criando novas expectativas para a compreensão da forma como o campo magnético é gerado e transportado, e como o mesmo se organiza no interior do Sol [Hazra et al., 2014, Belucz et al., 2015, Pipin and Kosovichev, 2017].

Modelos de dínamo axissimétricos inspirados em simulações numéricas 3D [Guerrero et al., 2013b, Featherstone and Miesch, 2015], juntamente com observações recentes [Zhao et al., 2013, Schad et al., 2013] tendem a caracterizar o transporte meridional do campo magnético a partir de perfis de circulação meridional multicelulares. Se existe um transporte meridional definido por multicélulas numa estrutura complexa como o Sol, este resultado vem perturbar toda a dinâmica considerada anteriormente, de tal forma que vários padrões de circulação podem pôr em causa a formação do campo magnético junto à base da zona convectiva e à superfície. Simulações de dínamo têm mostrado que, com um perfil de circulação

meridional expresso por múltiplas células, pode ser possível reproduzir alguns aspetos do ciclo solar que se relacionam com as observações [Guerrero et al., 2013a, Hazra et al., 2014, Belucz et al., 2015]. Numa primeira observação, o condicionamento das células demonstra o forte impacto da direção do transporte meridional dentro da zona convectiva. A circulação meridional transporta o campo magnético à superfície, em direção aos polos, causando a inversão global periódica do campo e tornando-se num processo importante para a predição dos ciclos solares [Dikpati and Choudhuri, 1995, Dikpati, 2014, Belucz et al., 2015], sendo que a velocidade e a variabilidade do transporte meridional assumem um papel importante na determinação da intensidade, da propagação, e, da duração destes [Hathaway and Rightmire, 2010].

Neste Capítulo, o nosso estudo foca-se sobre a importância da densidade proveniente do modelo solar padrão para a definição de vários perfis de circulação meridional.

6.1.1 Perfis utilizados

Com o objetivo de caracterizar a influência da densidade num padrão multicelular de circulação meridional, apresentamos as quantidades que constituem o modelo, nomeadamente a rotação diferencial, a difusividade magnética, e o mecanismo α , as quais são baseadas na parametrização do modelo de dínamo de Hazra et al. [2014]. Deste modo, e na tentativa de perceber a importância das camadas superficiais num modelo axissimétrico cinemático, iremos testar a influência da densidade solar em determinados aspetos que podem a posteriori serem comparados com observáveis do ciclo solar.

6.1.1.1 Rotação diferencial

Nas simulações apresentadas neste Capítulo consideramos o perfil da rotação diferencial conforme descrito no Capítulo 4, o qual nos é dado pela Equação (4.6) (ver Figura (4.2)). No entanto, no modelo SSM da secção 6.2.1 e para os modelos definidos na Secção (A.2) do Anexo A, reduziremos a largura da tachocline para $0.03R_{\odot}$.

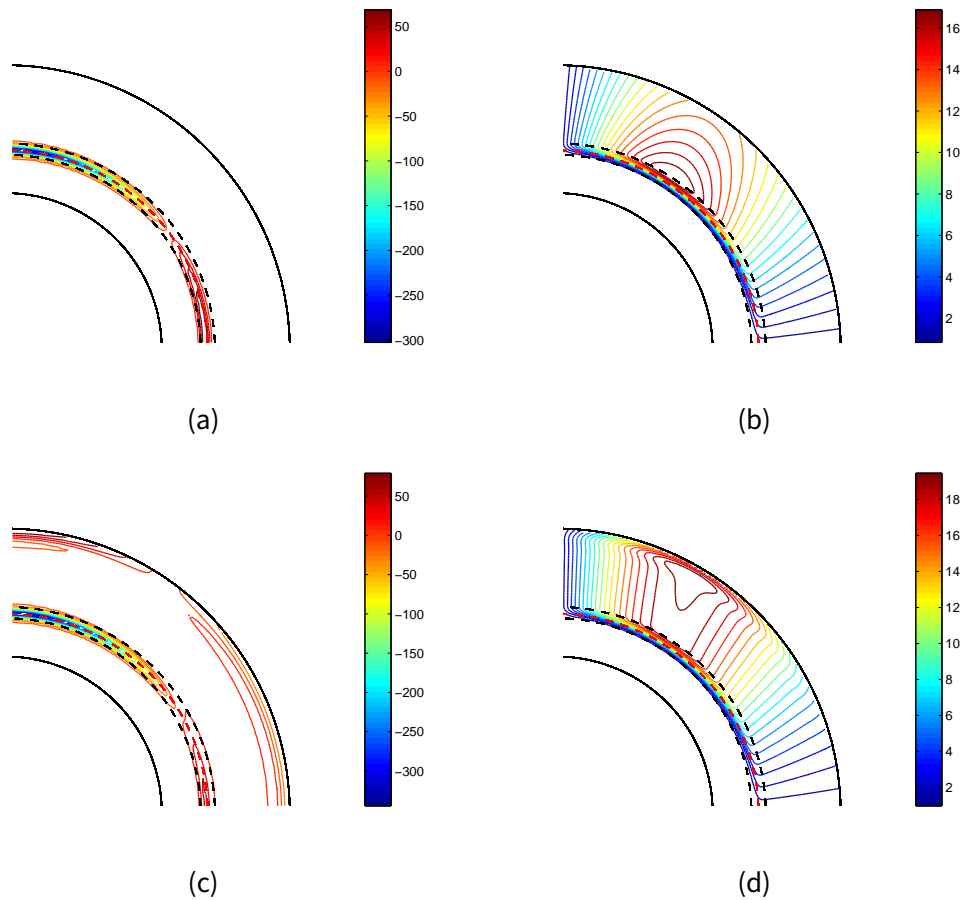


Figura 6.1: Gradiente radial, $\partial\Omega/\partial r$ (a) e (c), e latitudinal, $(1/r)\partial\Omega/\partial\theta$ (b) e (d) do perfil da velocidade angular expresso na Figura (4.2a) e Figura (4.2b) respectivamente. Fonte: Elaborada pela autora.

6.1.1.2 Difusividade magnética

A parametrização da difusividade magnética na direção poloidal aqui utilizada é ligeiramente diferente daquela apresentada no modelo estudado anteriormente e no trabalho de Cardoso & Lopes [2012]. Os valores que caracterizam este perfil na zona convectiva variam conforme o regime estudado (difusivo ou advectivo) como veremos adiante. Ao contrário da difusividade associada à componente poloidal, a difusividade toroidal continua a ser menos suprimida pelo efeito da difusão, i.e., os valores utilizados para a zona convectiva são mais baixos, $\eta_{scz1} = 4 \times 10^{10} \text{ cm}^2/\text{s}$. Para o modelo SSM da secção 6.2.1 e para os modelos definidos na Secção (A.2) do Anexo A escolhemos $d_t = 0.03R_\odot$.

6.1.1.3 Mecanismo α

O mecanismo associado à geração do campo poloidal encontra-se descrito na Subsecção (4.2.4) do Capítulo 4. No entanto, aqui no Capítulo 6 introduzimos um efeito não local conforme descrito em Hazra et al [2014]. Foi necessário introduzir esta nova parametrização de forma a restringir a intensidade do campo toroidal que se forma nas altas latitudes.

6.1.1.4 Perfil de densidade

Ao contrário do perfil utilizado nos trabalhos de Hazra et al [2014] e de Cardoso & Lopes [2012], no desenvolvimento aqui levado a cabo para modelos que incluem uma distribuição radial das células, utilizamos um perfil de densidade no qual mantemos, aproximadamente, as mesmas condições na base da zona convectiva relativamente ao perfil SSM [Grevesse and Sauval, 1998], incluindo a tachocline.

$$\rho_{pol} = \rho_{bc} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \frac{r_{bc}}{H_{bc}} \left(\frac{r_{bc}}{r} - 1 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (6.1)$$

onde os valores de densidade, ρ_{bc} , e da altura da escala da pressão, H_{bc} , na base da zona convectiva, $r_{bc} = 0.71R_{\odot}$, são $\rho_{bc} = 0.2g/cm^3$ e $H_{bc} = 0.0825R_{\odot}$; sendo $R_{\odot} = 6.96 \times 10^8m$, e o índice, $\gamma = 1.5$.

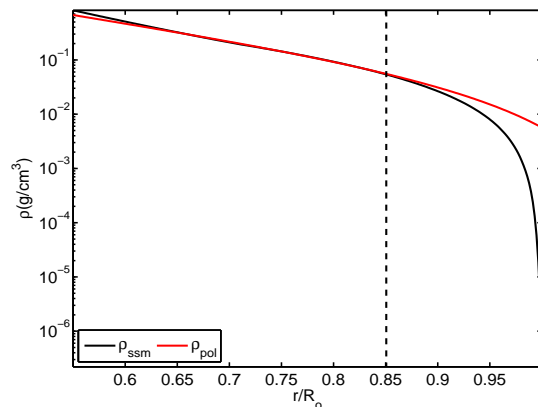


Figura 6.2: Perfil radial da densidade, ρ (g/cm^3), para o modelo de referência, ρ_{pol} , definido na Equação(6.1) (linha a vermelho) e para o modelo solar padrão, ρ_{ssm} , obtido através da composição química, GS98 (linha a preto) [Grevesse and Sauval, 1998]. Fonte: Elaborada pela autora.

6.2 Modelos de circulação meridional

Numa primeira análise, e com o objetivo de facilitar o estudo e a comparação entre os modelos, adotamos uma parametrização de circulação meridional tal como definida em Hazra et al [2014]. Desta forma, vamos comparar o transporte meridional do modelo de referência [Hazra et al., 2014] com modelos, cujo a modificação da função $\psi r \sin \theta$ passa pela introdução de um termo adicional à função original, $\psi r \sin \theta$, dependente de $\epsilon(r)$. $\epsilon(r)$ é incorporado na definição da componente v_θ da circulação meridional e é definido a partir do desvio dos valores da densidade de referência relativamente aos valores da densidade proveniente do modelo SSM (Figura(6.2)). Como veremos mais adiante, o efeito causado produz uma diminuição do transporte da circulação meridional, essencialmente através da componente v_θ entre a superfície e as camadas mais internas da zona convectiva. Dependendo da parametrização adotada para definir a difusão, irá ter um impacto mais ou menos decisivo na configuração do campo magnético.

Se o transporte do campo magnético for influenciado pela densidade através da definição da circulação meridional, então significa que de alguma forma a organização do campo magnético em grande escala depende das camadas subjacentes da superfície, i.e., depende da elevada estratificação nos últimos 15% do raio solar [Pipin and Kosovichev, 2017]. Caso contrário, a definição do transporte do campo magnético em grande escala é aproximativa, segundo as conclusões relativas ao Capítulo 5, até $0.96R_\odot$ conseguimos reproduzir o padrão cíclico do campo toroidal na BZC de acordo com os diversos resultados publicados [Chatterjee et al., 2004, Yeates et al., 2008].

Neste estudo vamos considerar vários perfis de circulação meridional: (i) o primeiro, definido por uma célula por hemisfério, entre $0.65R_\odot$ e $1R_\odot$, mas com um retorno de circulação em direção ao equador, definido para duas profundidades diferentes [Choudhuri et al., 1995, Hazra et al., 2014] (Subsecção (6.2.1)); em (iia) o segundo, no qual nos referimos a um sistema definido por duas células distribuídas radialmente, com a particularidade sobre a orientação do transporte do campo magnético na base da zona convectiva em direção ao equador. Segundo certos autores [Hazra et al., 2014], este modelo reproduz a estrutura global do campo magnético observado à superfície (Subsecção (6.2.2)); em (iib) o terceiro, adaptamos este último perfil ao resultado proposto por Zhao et al [2013], no qual o campo

magnético na base da zona convectiva se dirige para os polos (Subsecção (6.2.2.1)); e, finalmente, (iii) o quarto, consideraremos uma estrutura multicelular em latitude [Schad et al., 2013], composta por quatro células por hemisfério (Subsecção (6.2.3)).

Além de estudarmos o impacto da densidade solar em vários perfis de circulação meridional, vamos testar os modelos em regimes advectivos, isto é, no qual domina o transporte meridional e, onde os valores de difusividade turbulenta são relativamente baixos comparativamente aos valores observados à superfície – a dita difusão supergranular [Schrijver and Zwaan, 2000] - e inferidos a partir de simulações numéricas [Muñoz-Jaramillo et al., 2011, Choudhuri and Hazra, 2015].

6.2.1 Circulação meridional definido por uma célula

Na tentativa de compreender melhor o impacto deste termo, $\epsilon(r)$, construímos dois modelos que diferem na profundidade de penetração da circulação meridional (modelo SSM1/SSM2 e modelo SSM3 da Tabela 6.1). Estes modelos vão ser comparados aos modelos de referência (modelo Ref1 e modelo Ref2 da Tabela 6.1). Na Figura (6.3b), $\epsilon(r)$ vai influenciar o primeiro termo da Equação (4.1) e da Equação (4.2) do Capítulo 4, devido à variação da densidade entre a base da zona convectiva e a superfície. A partir destas considerações, e das Figuras (6.4a) e (6.4c) (modelos SSM1 e Ref1), observamos que a componente toroidal na base da zona convectiva depende do campo de velocidades.

As propriedades da circulação meridional nas camadas subjacentes da superfície pouco contribuem para o transporte do campo magnético junto aos polos (principalmente o transporte da componente radial , B_r), como podemos ver nos perfis (a) e (b) da Figura (6.6), conseqüentemente a intensidade da componente toroidal na base da zona convectiva é enfraquecida. Em adição a este fato, temos a prevalência do transporte por difusão face ao transporte meridional (circulação meridional), praticamente inexistente. O que se pretende averiguar é: onde, e de que forma, um perfil de densidade mais realista (que leva em conta processos físicos que caracterizam a base da zona convectiva (BZC) e a camada super-adiabática) influencia as soluções obtidas com estes modelos de dínamo tanto no regime difusivo como advectivo.

^aCM - Perfil de circulação meridional.

Tabela 6.1: Modelos de dínamo solar. Fonte: Elaborada pela autora.

| Modelo | | CM ^a | R_p ^b | η_p ^c | Regime | α_0 ^d | ω_{tac} ^e | d_t ^f | Figura () |
|--------|------------|-----------------|--------------------|-----------------------|-----------|-------------------------|-----------------------------|--------------------|-----------|
| SSM1 | SSM | 1 célula | 0.65 | 2.2×10^{12} | Difusivo | 6 | 0.03 | 0.03 | 6.4a |
| SSM2 | | 1 célula | 0.65 | 3.5×10^{10} | Advectivo | 6 | 0.03 | 0.03 | 6.4b |
| SSM3 | | 1 célula | 0.827 | 2.2×10^{12} | Difusivo | 6 | 0.03 | 0.03 | A.3 |
| Ref1 | Referência | 1 célula | 0.65 | 2.2×10^{12} | Difusivo | 6 | 0.05 | 0.025 | 6.4c |
| Ref2 | | 1 célula | 0.65 | 1.5×10^{11} | Advectivo | 6 | 0.05 | 0.025 | 6.4d |

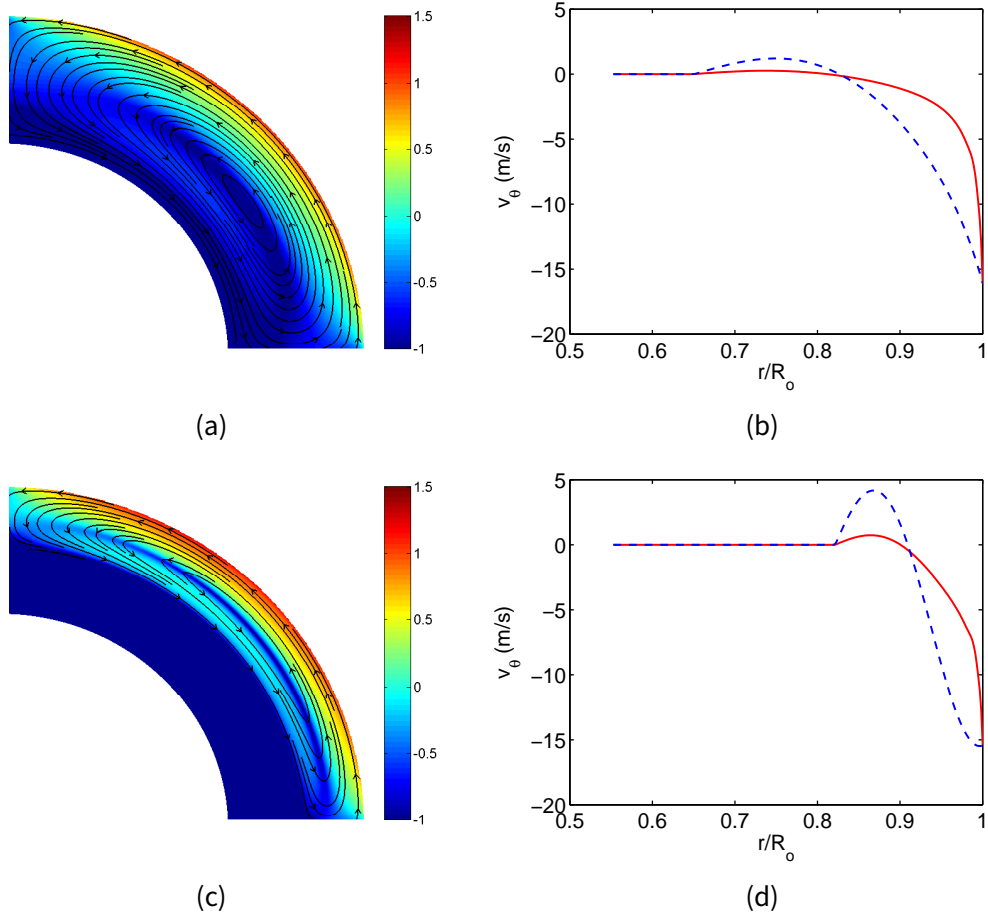


Figura 6.3: Circulação meridional definida a partir da função de escoamento, $\psi r \sin\theta$, com o respectivo raio de penetração, i.e., para o modelo SSM1/SSM2 e Ref1/Ref2 (a) e, para o modelo SSM3 (c). Componente latitudinal da velocidade, v_θ (m/s), em função do raio, r/R_\odot . A linha tracejada a azul corresponde ao modelo de circulação meridional de referência (Ref1/Ref2) e a linha contínua a vermelho refere-se à circulação meridional dos modelos SSM1 e SSM2, definida a partir da densidade do modelo solar padrão, ρ_{ssm} , para um raio de penetração de $0.65R_\odot$ (b) e $0.825R_\odot$ para o modelo SSM3 (d). Fonte: Elaborada pela autora.

^b R_p – Raio de penetração (R_\odot)

^c η_p – valor da difusividade poloidal, $\eta_{BCZ}(cm^2/s)$

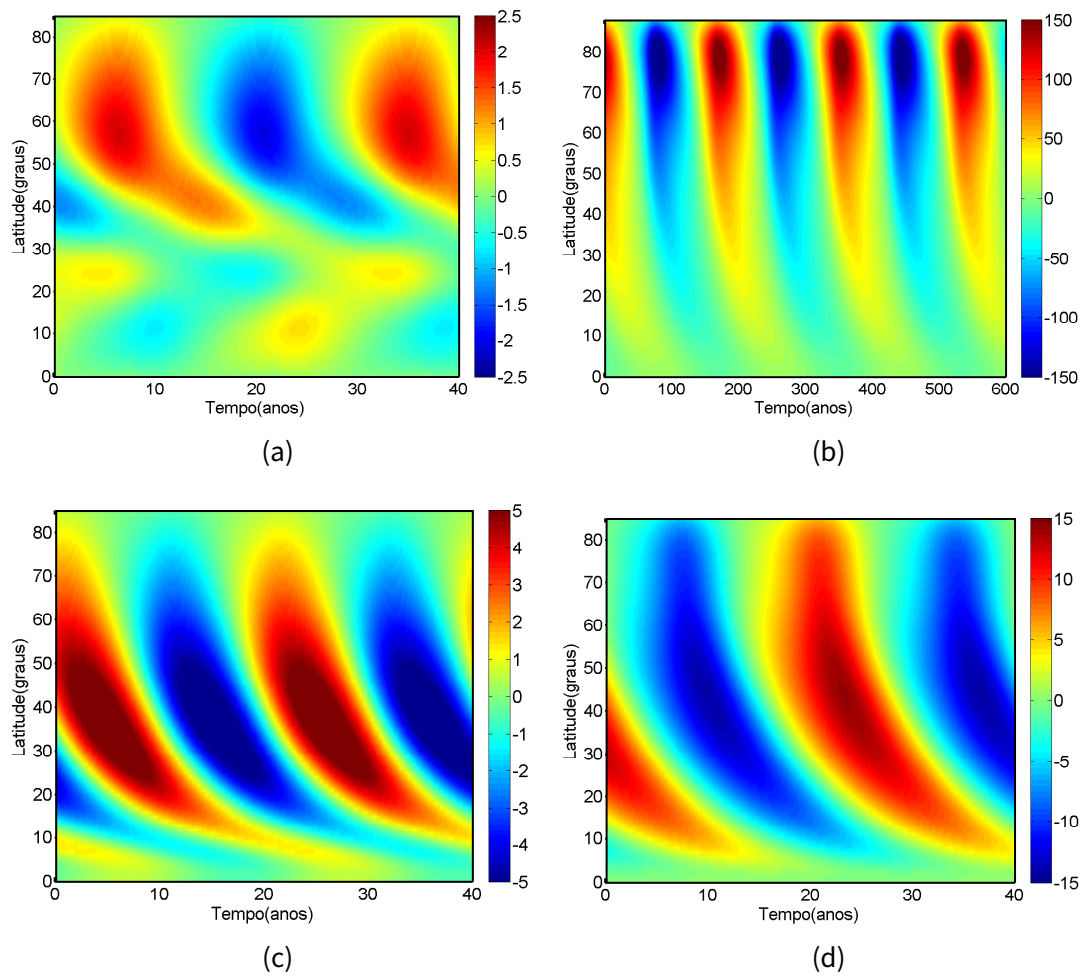


Figura 6.4: Evolução da componente toroidal do campo, B_ϕ , na base da zona convectiva para o modelo SSM1 (a) e SSM2 (b); e, para o modelo Ref1 (c) e Ref2 (d) junto à base da zona convectiva, respectivamente. A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

Em ambos os modelos, tanto a Figura (6.4a) (modelo SSM1) como a Figura (6.4c) (modelo Ref1) mostram a configuração da componente toroidal em regime difusivo na base da zona convectiva, isto é, a $0.71R_\odot$. No modelo Ref1 (Figura (6.4c)), o campo magnético concentra-se essencialmente entre o equador e os 80 graus. A forma como o campo magnético se configura indica que os meios ciclos se distribuem, aproximadamente, com periodicidades de 10 anos. Como podemos ver na primeira coluna da Figura (6.8), o campo magnético localiza-se nas altas latitudes, onde é transportado ao longo da tachocline em direção ao

^d α_0 – amplitude do efeito α (m/s)

^e ω_{tac} – largura da tachocline (R_\odot)

^f d_t – larguras de transição entre a zona radiativa, convectiva e, superadiabática dos perfis de difusividade (R_\odot)

equador até ao final do meio ciclo e onde, após essa ocorrência, se difunde junto ao mesmo.

O campo magnético será amplificado nas médias-altas latitudes a partir do cisalhamento radial, na tachocline e, a partir do cisalhamento latitudinal, na zona convectiva (ver painel (e) e (f) da Figura (6.6)) [Dikpati and Charbonneau, 1999, Guerrero and Muñoz, 2004, Munoz-Jaramillo, 2010].

Quando adicionamos a perturbação $\epsilon(r)$ (modelo SSM1) à definição da circulação meridional, o campo magnético estrutura-se de forma diferente. Numa primeira análise constatamos que, na base da zona convectiva, a componente toroidal se distribui entre os 30 e 80 graus de latitude, ligeiramente orientada em direção ao equador; e entre o equador e os 30 graus, consequência da componente radial de cisalhamento e do transporte por difusão. Neste modelo verificamos que a densidade solar adicionada ao transporte meridional tem um impacto consequente na base da zona convectiva. Se considerarmos a ausência completa do transporte meridional na base da zona convectiva como exposto na Figura (6.3c) e Figura (6.3d) (modelo SSM3), obtemos um diagrama do campo magnético que se assemelha à Figura (6.4a), isto é, obtemos o diagrama do campo magnético conforme à Figura (A.3) da Secção (A.2) do Anexo A e de acordo com os resultados apresentados por Hazra et al. [2014]. Desta forma, realçamos a importância do transporte meridional das camadas junto à base da zona convectiva, considerando que sob o regime difusivo, uma redução do efeito da velocidade é determinante para a formação e disposição do campo toroidal. A ligeira diferença existente entre o modelo SSM1 e o modelo SSM3 implica que o transporte e formação do campo magnético no interior do Sol depende mais da difusão do que da circulação meridional. Isto confirma a fraca dependência da circulação junto à superfície para a estruturação do campo toroidal na base da zona convectiva (ver Figura (A.4) da Secção (A.2) do Anexo A). O modelo SSM descrito na Figura (6.4a) tem um período de 12 anos. Tal como nos perfis meridionais do modelo Ref1, verificamos que a configuração do campo toroidal no modelo SSM1 se apresenta com várias zonas de amplificação. O campo magnético, ao ser fracamente advectado para junto da tachocline, será amplificado a partir da componente radial do campo magnético (Figura (6.6a)). A disposição da componente radial, B_r , da Figura (6.6) coincide com as zonas de amplificação do campo toroidal, o qual é visível na primeira coluna da Figura (6.7); no entanto, também constatamos que a componente latitudinal, B_θ juntamente com o termo advectivo contribui para a obtenção dos valores do campo toroidal expostos

na Figura (6.7). Tal como no modelo SSM1, no modelo Ref1, a componente latitudinal, B_θ , do campo magnético terá amplitudes inferiores em proporção à componente radial, B_r do campo magnético junto às altas latitudes; e a difusividade assumirá um papel determinante para o transporte radial do campo magnético.

Em ambos os modelos, o fraco efeito do transporte do magnético na zona convectiva pode ser compensado reduzindo os valores de difusividade da componente poloidal, isto é, para os valores de $2.2 \times 10^{12} \text{cm}^2/\text{s}$ a $1.5 \times 10^{11} \text{cm}^2/\text{s}$ no modelo de referência (modelo Ref2), e para $3.5 \times 10^{10} \text{cm}^2/\text{s}$ no modelo SSM (modelo SSM2), o que significa que, ao longo da zona convectiva e dependendo do modelo considerado, o valor da difusividade associado à componente poloidal será reduzido de uma a duas ordens consoante a amplitude da velocidade da circulação meridional na respetiva zona convectiva.

Como podemos ver na Figura (6.4d), a componente toroidal do modelo Ref2 propaga-se até ao equador à semelhança do modelo de Belucz et al [2015]. As amplitudes do campo magnético são de uma ordem de grandeza superior às amplitudes do modelo sob regime difusivo (modelo Ref1), assim como o período aumenta de 11 para 13,2 anos. A componente radial do campo magnético está mais sujeita à velocidade meridional do que a do modelo que antecede, sendo, por esta razão, a eficiência da componente radial maior junto aos polos do que no modelo sob regime difusivo. Esta amplificação do campo junto aos polos através da componente radial, B_r (visível no perfil meridional (g) da Figura (6.6)), tem também um forte impacto nos valores do campo magnético na base da zona convectiva (ver segunda coluna da Figura (6.8)). Como podemos verificar nos perfis meridionais do painel (g) e (h) da Figura (6.6) e dos gradientes da velocidade angular ilustrados na Figura (6.1), a amplificação através da componente latitudinal de cisalhamento continua a ser inferior à amplificação na tachocline através da componente radial, B_r [Dikpati and Charbonneau, 1999, Yeates et al., 2008, Hazra et al., 2014].

O facto de estudarmos o modelo de referência sob dois regimes distintos, difusivo e advectivo, é determinante para a alteração da configuração do campo magnético nas camadas internas do Sol. A diferença reside no ligeiro aumento da amplitude do campo magnético e da periodicidade [Yeates et al., 2008], na sua convergência homogénea para junto do equador [Belucz et al., 2015] e no facto de a componente radial de cisalhamento ser mais condensada nas altas latitudes, contribuindo, portanto, para uma maior amplificação da

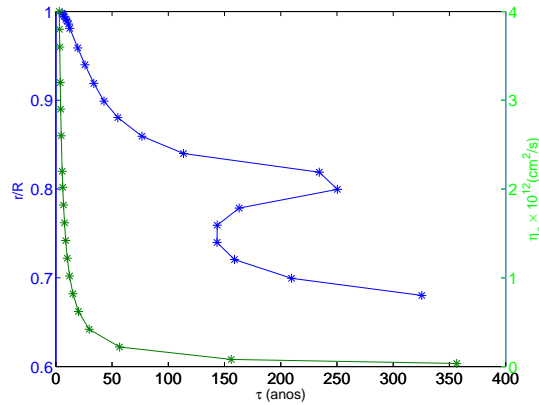


Figura 6.5: Tempo associado à difusão (estrelas ponteadas a verde) em função da difusividade poloidal, η_{BCZ} ; e o tempo de advecção (estrelas ponteadas a azul) em função do raio (r/R) associado ao modelo SSM. Fonte: Elaborada pela autora.

componente toroidal relativamente ao modelo anterior, o que é possível verificar comparando os painéis (e) e (g) da Figura (6.6).

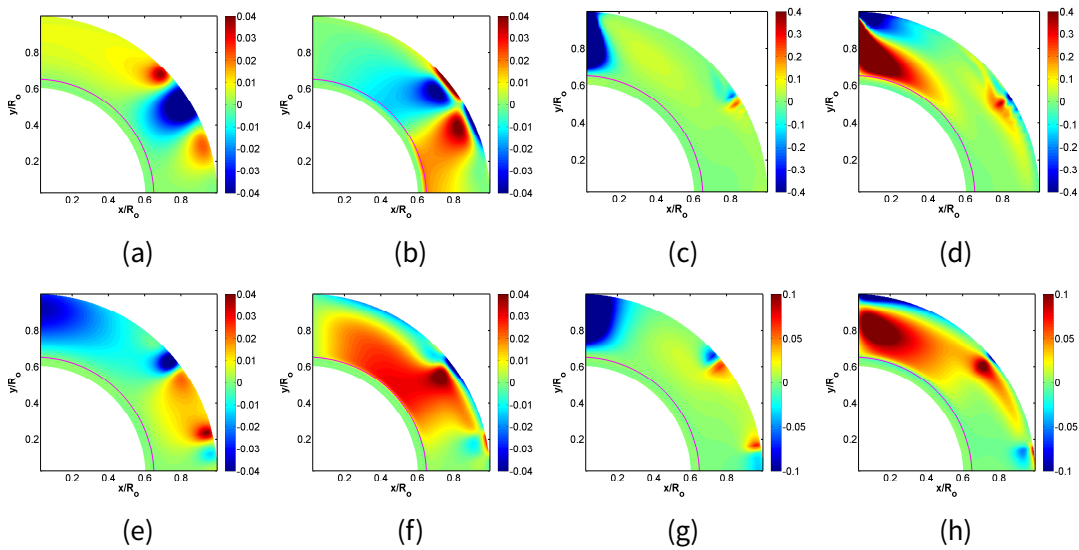


Figura 6.6: Distribuições meridionais da componente radial, B_r , e latitudinal, B_θ para o modelo SSM1 (a) e (b), e para o modelo SSM2 (c) e (d). Distribuições meridionais da componente radial, B_r , e latitudinal, B_θ para o modelo Ref1 (e) e (f), e para o modelo Ref2 (g) e (h), respectivamente. A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

Quando consideramos o modelo SSM sob domínio da advecção (modelo SSM2), verificamos que predomina um forte campo magnético nas altas latitudes (Figura (6.4b)). As amplitudes do campo magnético são cerca de duas ordens de grandeza superiores às do modelo sob domínio da difusão. Os ciclos magnéticos têm uma periodicidade de 88.4 anos, isto é, superior ao modelo de referência e ao modelo SSM anterior (modelos Ref2 e SSM1 res-

petivamente). Como podemos ver na Figura (6.5), o tempo de advecção desde da superfície até à BZC, é elevado, o que confirma a periodicidade elevada dos ciclos. Também é possível observar, nos perfis meridionais do painel (c) da Figura (6.6), que a componente latitudinal da velocidade meridional, v_θ , influenciará o termo amplificativo associado à componente radial do campo magnético. A componente latitudinal de cisalhamento do modelo SSM (i.e. o gradiente da velocidade angular atuando sobre a componente B_θ do campo magnético) sob domínio da difusão (modelo SSM1) é visível até 60 graus, aproximadamente (painel (b) da Figura (6.6)), ao passo que sob domínio advectivo (modelo SSM2) ultrapassa as latitudes (painel (d) da Figura (6.6)). A razão desta fraca contribuição no modelo difusivo reside no facto de a circulação meridional ser menos eficiente para o transporte do campo magnético nas altas latitudes.

Além disso, constatamos que, tanto no regime difusivo como no regime advectivo, a componente radial de cisalhamento no modelo SSM e no modelo de referência contribuem de igual forma, tal como a componente latitudinal de cisalhamento para a amplitude da componente toroidal. Para ambos os modelos (referência e SSM), obtemos os perfis da componente poloidal a partir da configuração do campo toroidal na base da zona convectiva, os quais se configuram diferenciadamente num modelo e noutro, uma vez que segundo a descrição da Equação (4.2), o mecanismo α para a geração da componente poloidal à superfície, depende da configuração do campo magnético na base da zona convectiva [Dikpati and Charbonneau, 1999, Munoz-Jaramillo, 2010, Hotta and Yokoyama, 2010, Hazra et al., 2014].

O termo $\epsilon(r)$, considerado na definição da circulação meridional, afeta os termos da equação associados à advecção e à amplificação da componente toroidal. O efeito desta circulação é superior junto ao equador e junto aos polos, de acordo com as amplitudes da circulação meridional em latitude, onde esta atinge o seu máximo nos 45 graus e diminui em direção aos polos, aumentando de igual modo a partir do equador até aos 45 graus. Apesar da componente v_θ da circulação meridional ser máxima à superfície, a velocidade é mínima junto à base da zona convectiva [Guerrero and Muñoz, 2004, Hazra et al., 2014] e, em semelhança com o gradiente de densidade na zona convectiva [Grevesse and Sauval, 1998], a sua variação dramática faz com que a configuração da circulação meridional na zona convectiva agrupe junto ao equador, um campo magnético fraco e quase independente da circulação meridional.

Verifica-se que a influência do transporte do campo magnético, agora com o decréscimo da difusividade (modelo SSM2), tem um impacto superior no transporte do campo magnético entre o equador e os polos (e vice-versa) na base da zona convectiva, para o conseqüente aumento de amplitude, e para a periodicidade dos ciclos solares [Dikpati and Charbonneau, 1999, Hazra et al., 2014, Belucz et al., 2015].

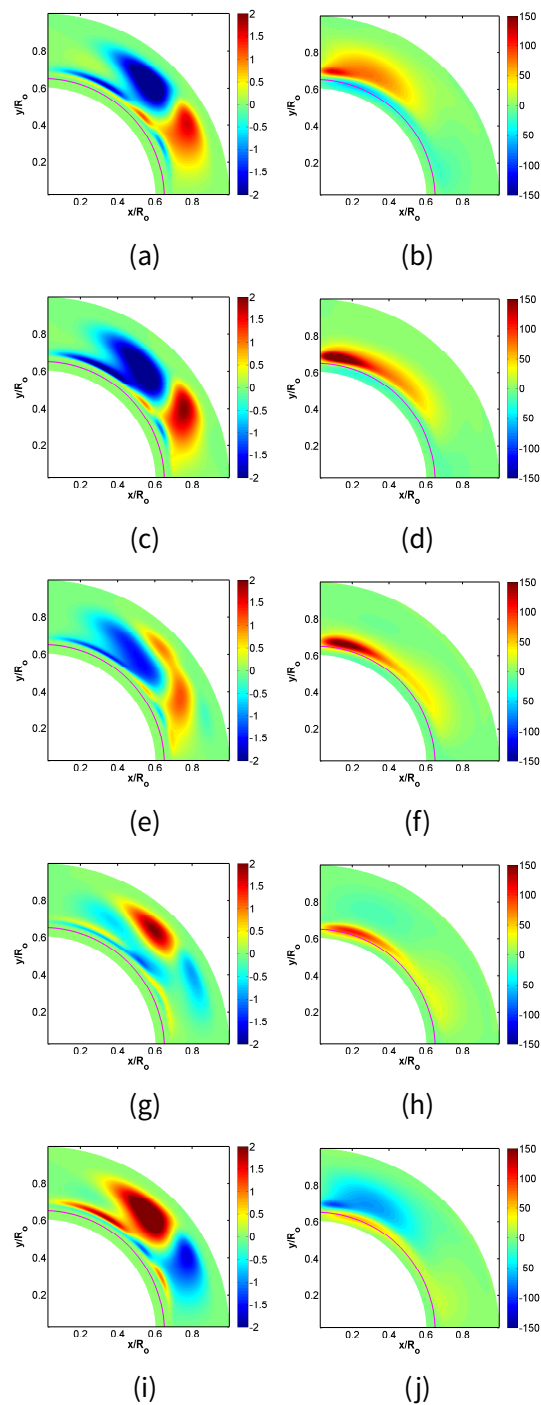


Figura 6.7: Perfis meridionais relativos à componente toroidal, B_ϕ , considerando o modelo SSM1 (primeira coluna) e o modelo SSM2 (segunda coluna) para os respectivos tempos ($T/10$, $T/5$, $3T/10$, $4T/10$, $T/2$). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

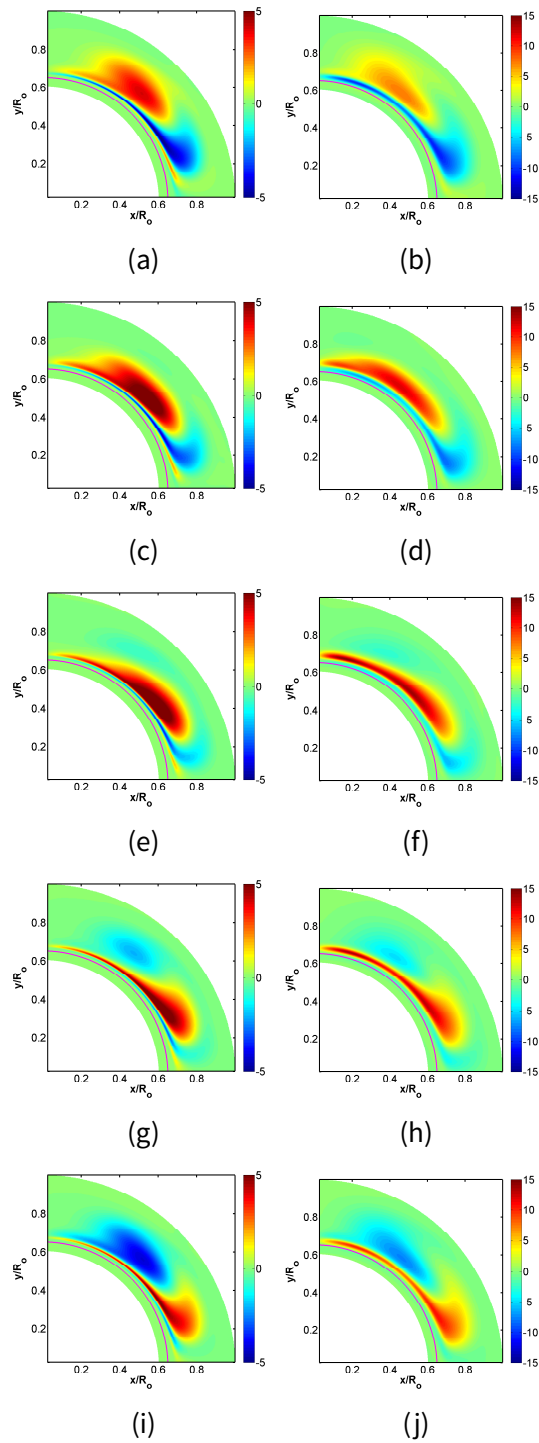


Figura 6.8: Perfis meridionais relativos à componente toroidal, B_ϕ , considerando o modelo Ref1 (primeira coluna) e Ref2 (segunda coluna) para os respectivos tempos ($T/10, T/5, 3T/10, 4T/10, T/2$). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

6.2.2 Circulação meridional definido por duas células radiais

Para definirmos a circulação meridional utilizamos a mesma expressão analítica do trabalho de Hazra et al. [2014]. Nesta secção, a circulação meridional é descrita por duas células radiais, sendo uma definida pela função ψ_l , definida entre $0.65R_\odot$ e $0.827R_\odot$; e a outra, pela função ψ_u , entre $0.827R_\odot$ e a superfície. A função global, ψ , é definida da seguinte forma:

$$\psi(r, \theta)r \sin \theta = \psi_l(r, \theta)r \sin \theta + \psi_u(r, \theta)r \sin \theta \quad (6.2)$$

A função ψ_l descreve uma célula entre $0.65R_\odot$ e $0.827R_\odot$,

$$\psi_l = \psi_{0l} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{r - 0.95R_{ml}}{1.8} \right) \right] (r - R_p) \sin \left[\frac{\pi(r - R_p)}{(R_{ml} - R_p)} \right] \quad (6.3)$$

$$(1 - e^{-\beta_1 \theta^{\epsilon_1}})(1 - e^{\beta_2(\theta - \pi/2)})e^{-((r-r_0)/\Gamma)^2}$$

onde os parâmetros assumem os valores $\beta_1 = 3.2$, $\beta_2 = 3.0$, $r_0 = (R_\odot - R_b)/3.5$, $\Gamma = 3.24 \times 10^8 m$, $R_p = 0.65R_\odot$ e $R_{ml} = 0.827R_\odot$. A função ψ_u é descrita da seguinte forma:

$$\psi_u = \psi_{u0} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{r - 0.91R_\odot}{1.0} \right) \right] (r - R_{mu}) \sin \left[\frac{\pi(r - R_{mu})}{R_\odot - R_{mu}} \right] \quad (6.4)$$

$$(1 - e^{-\beta_1 \theta^{\epsilon_1}})(1 - e^{\beta_2(\theta - \pi/2)})e^{-((r-r_0)/\Gamma)^2}$$

onde os parâmetros assumem os valores $\beta_1 = 3.5$, $\beta_2 = 3.3$, $r_0 = (R_\odot - R_p)/3.5$, $\Gamma = 3.4 \times 10^8 m$, $\epsilon_1 = 2.0000001$, $R_{mu} = 0.827R_\odot$. Com o objetivo de estudar o efeito do termo corretivo de densidade, $\epsilon(r)$, e em semelhança ao estudo da secção anterior, modificamos a função ψ_u localizada entre $0.827R_\odot$ e a superfície, de forma a obtermos os efeitos causados pela ausência de uma densidade solar hélio-sismicamente consistente neste modelo de dínamo.

A nova função, $\psi_u(r, \theta)r \sin \theta$, define-se da seguinte forma:

$$(\psi_u r \sin \theta)_{ssm} = (\psi_u r \sin \theta)_{pol} + \epsilon(\psi_u r \sin \theta)_{pol} \quad (6.5)$$

onde $(\psi_u r \sin \theta)_{pol}$ corresponde à função de escoamento definida no modelo de referência; e $\epsilon(\psi_u r \sin \theta)_{pol}$, à função de escoamento, onde $\epsilon(r)$ é descrito na forma de uma diferença relativa do perfil de densidade solar, ρ_{ssm} , relativamente ao perfil de densidade do modelo de referência, ρ_{pol} , tal como na Equação (5.4), onde consideramos, $\epsilon < 0$ entre $0.827R_\odot$ e a superfície, $1R_\odot$. Como podemos ver pela Figura (6.2), o perfil de modelo solar padrão difere somente a partir de $0.827R_\odot$ do perfil de referência.

Desta forma, descrevemos duas células radiais: uma, situada aproximadamente entre $0.65R_\odot$ (ligeiramente abaixo do limite inferior da tachocline) e $0.827R_\odot$, em direção ao equador entre $0.65R_\odot$ e $0.735R_\odot$, e em direção aos polos a partir desse ponto de retorno ($0.735R_\odot$), e $0.827R_\odot$ (ver Figura (6.9a)); e, uma outra, que se encontra entre $0.827R_\odot$, em direção ao equador, e $1R_\odot$ em direção aos polos [Hazra et al., 2014]. Como podemos ver na Figura (6.9b), a velocidade da célula mais interna assume uma amplitude máxima de 4 m/s a $0.827R_\odot$, no entanto, faz circular o campo magnético à superfície com uma velocidade máxima e aproximada de 15 m/s. A diferença entre o modelo de referência (modelo Ref1/Ref2 da Tabela 6.2) e o modelo SSM (modelo SSM1/SSM2 da Tabela 6.2) reside na circulação definida entre $0.827R_\odot$ e $1R_\odot$, sendo que esta última apresenta uma velocidade reduzida provocada pela adição de $\epsilon(r)$ à função de escoamento, ψ_u .

Tabela 6.2: Modelos de dínamo solar. Fonte: Elaborada pela autora.

| Modelo | | η_p ^g | Regime | α_0 ^h | ω_{tac} ⁱ | d_t ^j | Figura () |
|--------|-----|-----------------------|------------|-------------------------|-----------------------------|--------------------|-----------|
| SSM1 | SSM | 2.2×10^{12} | Difusivo | 8 | 0.05 | 0.025 | 6.11a |
| SSM2 | | 1.0×10^{11} | Adveectivo | 8 | 0.05 | 0.025 | 6.11b |
| Ref1 | Ref | 2.2×10^{12} | Difusivo | 8 | 0.05 | 0.025 | 6.11c |
| Ref2 | | 1.0×10^{11} | Adveectivo | 8 | 0.05 | 0.025 | 6.11d |

^g η_p — valor da difusividade poloidal, $\eta_{BCZ}(cm^2/s)$

^h α_0 — amplitude do efeito $\alpha(m/s)$

ⁱ ω_t — largura da tachocline (R_\odot)

^j d_t — larguras de transição entre a zona radiativa, convectiva e, superadiabática dos perfis de difusividade (R_\odot)

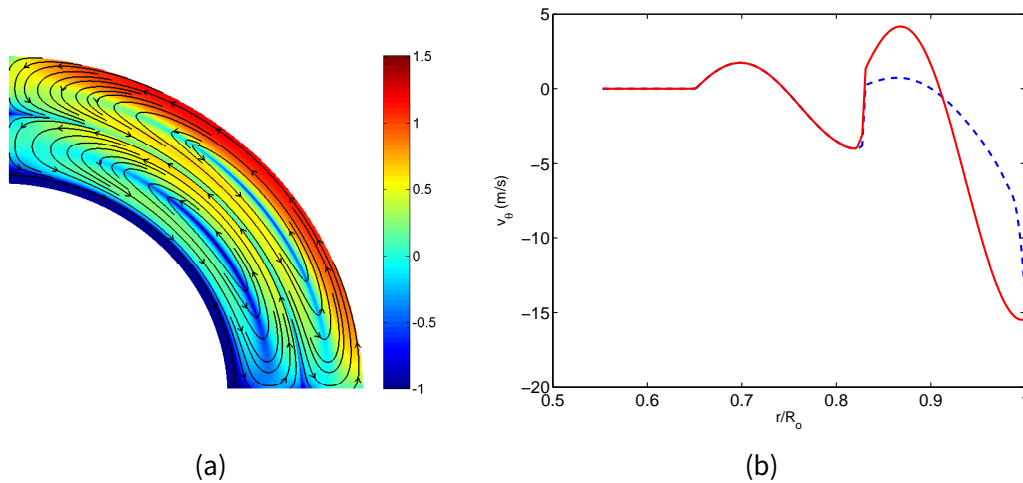


Figura 6.9: (a) Circulação meridional constituída por duas células radiais definidas entre $0.65R_{\odot}$ e $1R_{\odot}$ direcionadas para o equador a $0.65R_{\odot}$ e para os polos aproximadamente a $0.82R_{\odot}$ para a célula mais interna, e em direção ao equador a $0.82R_{\odot}$ e para os polos a superfície para a célula posterior. A escala a cores demonstra os valores de $\log(|v|)$. (b) Gráfico da componente latitudinal da velocidade, v_{θ} (m/s), em função do raio, r/R_{\odot} . A linha contínua a vermelho corresponde à circulação meridional do modelo de referência (Ref1/Ref2) e a linha tracejada a azul refere-se a circulação meridional dos modelos SSM1 e SSM2 (em função da densidade do modelo solar padrão, ρ_{ssm}). Fonte: Elaborada pela autora.

Verificamos que, contrariamente ao modelo antecedente (modelo SSM1 da Subsecção 6.2.1), não obtemos diferenças significativas quer levemos ou não em conta a redefinição da circulação meridional através do termo $\epsilon(r)$ introduzido na Equação (4.1) e (4.2) do Capítulo 4. Quando consideramos que ambos os modelos são dominados pela difusão (modelos SSM1 e Ref1) [Yeates et al., 2008, Hazra et al., 2014], a componente toroidal na base da zona convectiva apresenta relativamente a mesma configuração, e a periodicidade dos meios ciclos é de, aproximadamente, 8 anos (ver Figura (6.11a) e Figura (6.11c)). Os perfis meridionais obtidos em cinco instantes temporais diferentes de um meio ciclo, para ambas as componentes do campo magnético, B_r e B_{θ} (painel (a) e (b), e (e) e (f) da Figura (6.12)) não apresentam diferenças significativas.

A ausência de diferenças significativas entre o modelo Ref1 e o modelo SSM1 indica que o transporte do campo magnético entre $0.65R_{\odot}$ e $0.827R_{\odot}$ não é afetado pela diminuição do transporte meridional associado à célula subjacente da superfície. Esta variação, causada pelo desvio dos valores de densidade nos últimos 15% do raio solar, tem um impacto na célula localizada próximo à superfície; no entanto, intervém pouco para a configuração do campo na base da zona convectiva. Apesar disso, como podemos ver nos painéis

(a) e (b) da Figura (6.12) do modelo SSM, a componente radial, B_r , e a latitudinal, B_θ , do campo magnético, apresentam-se menos intensos junto aos polos do que no modelo de referência (painéis (e) e (f) da Figura (6.12)); este facto reflete-se na ligeira diferença encontrada nos diagramas de campo magnético da Figura (6.11). Segundo estas considerações, o campo magnético toroidal, B_ϕ definido neste modelo de dínamo, embora dependente da componente B_r e B_θ , para a sua amplificação, é pouco dependente do efeito advectivo das camadas próximas da fotosfera, visto que a redução da velocidade meridional (causada pela redefinição da circulação meridional através do termo, $\epsilon(r)$) para o transporte do campo magnético pouco interfere para a sua configuração na BZC, isto é, para a amplitude e periodicidade dos ciclos magnéticos.

No entanto, tanto para o modelo Ref1 como para o modelo SSM1, verificamos que, ao utilizarmos duas células para definir o transporte do campo magnético, isso faz com que o campo convirja em direção ao equador na base da zona convectiva de uma forma mais eficiente do que com a utilização de uma célula (se compararmos aos modelos Ref1 e SSM1 da Subsecção 6.2.1).

Como podemos verificar na Figura (6.10), o tempo advectivo mantém-se igual entre $0.65R_\odot$ e $0.827R_\odot$ para ambos os modelos; no entanto, quanto à amplitude da velocidade, o consequente aumento do tempo de advecção ocorre no modelo SSM1. O tempo de advecção neste modelo é maior para a célula externa do que para a célula mais interna, contrariamente ao que acontece no modelo Ref1. Desta forma, para termos uma clara perceção do efeito de densidade, resolvemos considerar o sistema de equações em evolução num regime advectivo (modelos Ref2 e SSM2 da Tabela 6.2), isto é, quando o transporte do campo magnético é maioritariamente dominado pelo primeiro termo da Equação (4.1) e da Equação (4.2) do Capítulo 4.

Segundo o painel (c) da Figura (6.12), no modelo SSM2, a componente radial de cisalhamento é máxima nas altas latitudes; no entanto, mostra-se ligeiramente inferior em termos de expansão em latitude junto aos polos, por oposição ao que sucede no modelo Ref2 (segundo o painel (g) da Figura (6.12)). Este facto deve-se ao transporte da componente radial do campo magnético, B_r , ser inferior devido à lentidão do transporte por circulação meridional causado pelo termo $\epsilon(r)$. À medida que o ciclo decorre, o campo magnético é advectado para junto do equador, onde perderá intensidade. O cisalhamento da compo-

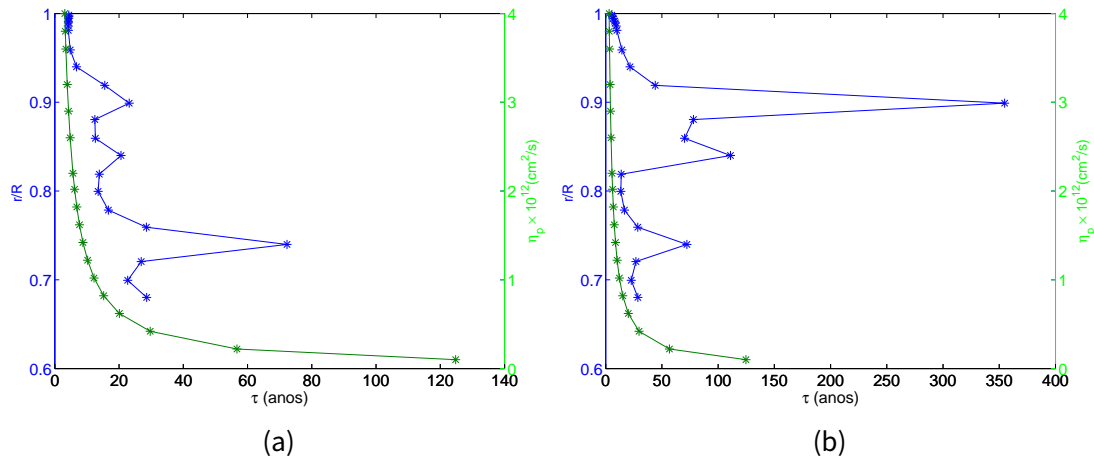


Figura 6.10: Tempo associado à difusão (estrelas ponteadas a verde) em função da difusividade poloidal, definido na Equação (4.11) e o tempo de advecção (estrelas ponteadas a azul) associado à circulação meridional do modelo de Ref1/Ref2(a) e do modelo SSM1/SSM2 (b). Fonte: Elaborada pela autora.

nente latitudinal, B_θ , contribui para a amplificação de B_ϕ , mas, em menor escala [Dikpati and Charbonneau, 1999, Yeates et al., 2008, Hazra et al., 2014, Belucz et al., 2015].

No modelo SSM2 podemos constatar que o efeito do termo, $\epsilon(r)$ (aplicado à definição da célula subjacente da superfície), tem impacto na amplitude do campo, na periodicidade dos ciclos e na distribuição do campo na zona convectiva (segundo a Figura (6.11a) e a Figura (6.11b)). O modelo Ref2 apresenta uma periodicidade de 14 anos, ao passo que o modelo SSM2 tem um período de 17 anos, aproximadamente. Em ambos os modelos (modelo Ref2 e SSM2), e na base da zona convectiva, o campo toroidal revela amplitudes mais elevadas do que as dos modelos antecedentes. Comparando os resultados da segunda e terceira coluna da Figura (6.13) com os perfis meridionais (d) e (h) da Figura (6.12) verificamos que, enquanto que a disposição da componente toroidal e latitudinal de cisalhamento nas altas latitudes (i.e o gradiente da velocidade angular atuando sobre a componente B_θ) são mais notórias no modelo SSM2, isso já não sucede no modelo Ref2. Isto significa que o amortecimento do transporte do campo magnético no modelo SSM2, juntamente com a componente latitudinal de cisalhamento, contribui mais para a amplificação do campo magnético no meio da zona convectiva e nas altas latitudes, como podemos observar na segunda e terceira coluna da Figura (6.13). Nestes modelos (modelos SSM2 e Ref2), torna-se evidente que se considerarmos uma diminuição do valor de difusividade associado à componente poloidal para a evolução do campo magnético, obtemos ciclos magnéticos mais dependentes das cama-

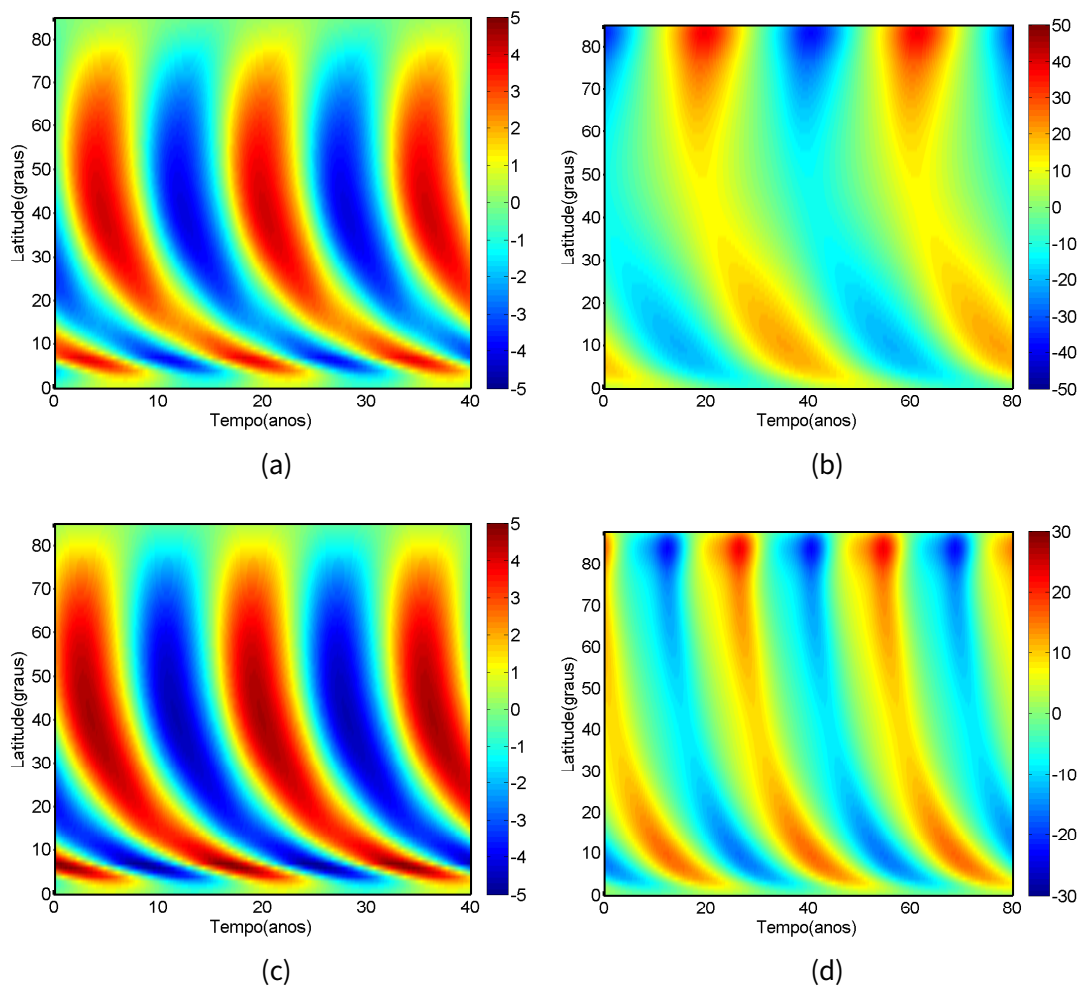


Figura 6.11: Evolução da componente toroidal do campo B_ϕ na base da zona convectiva para o modelo SSM1 (a), SSM2 (c) e, para o modelo Ref1(c) e Ref2(d) no regime difusivo e advectivo, respetivamente. A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

das junto à superfície, isto é, a amplitude do transporte para a advecção do campo magnético junto à superfície tem maior impacto na periodicidade dos ciclos e para a amplitude do campo magnético.

No modelo sob regime difusivo (modelo SSM1), o transporte meridional subjacente à superfície interfere pouco na periodicidade dos ciclos e na amplitude do campo magnético, contrariamente ao modelo sob regime advectivo (modelo SSM2).

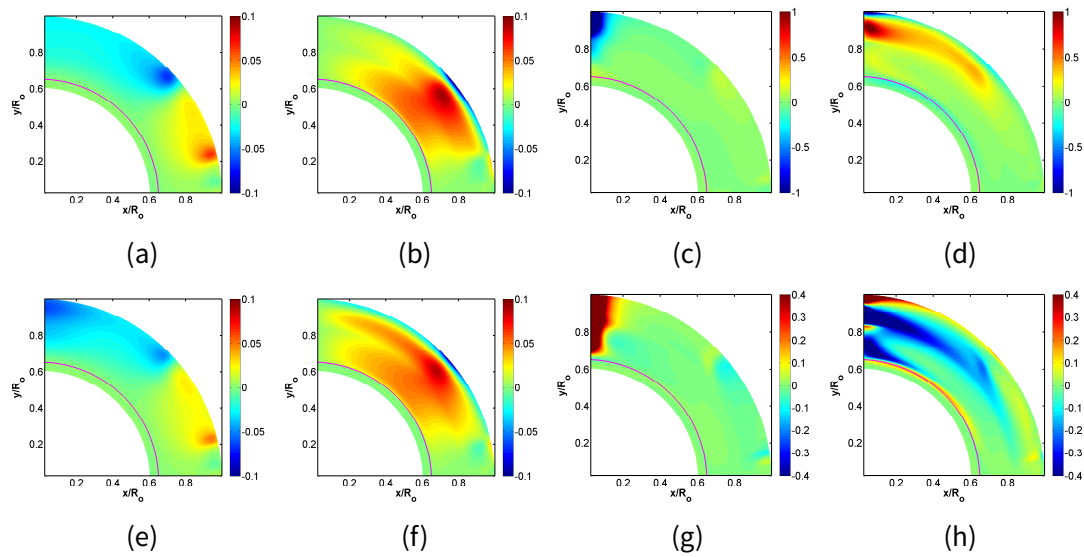


Figura 6.12: Distribuições meridionais da componente radial, B_r e latitudinal, B_θ para o modelo SSM1 (a) e (b) e, SSM2 (c) e (d); para o modelo Ref1 (e) e (f) e, Ref2 (g) e (h), respectivamente. A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

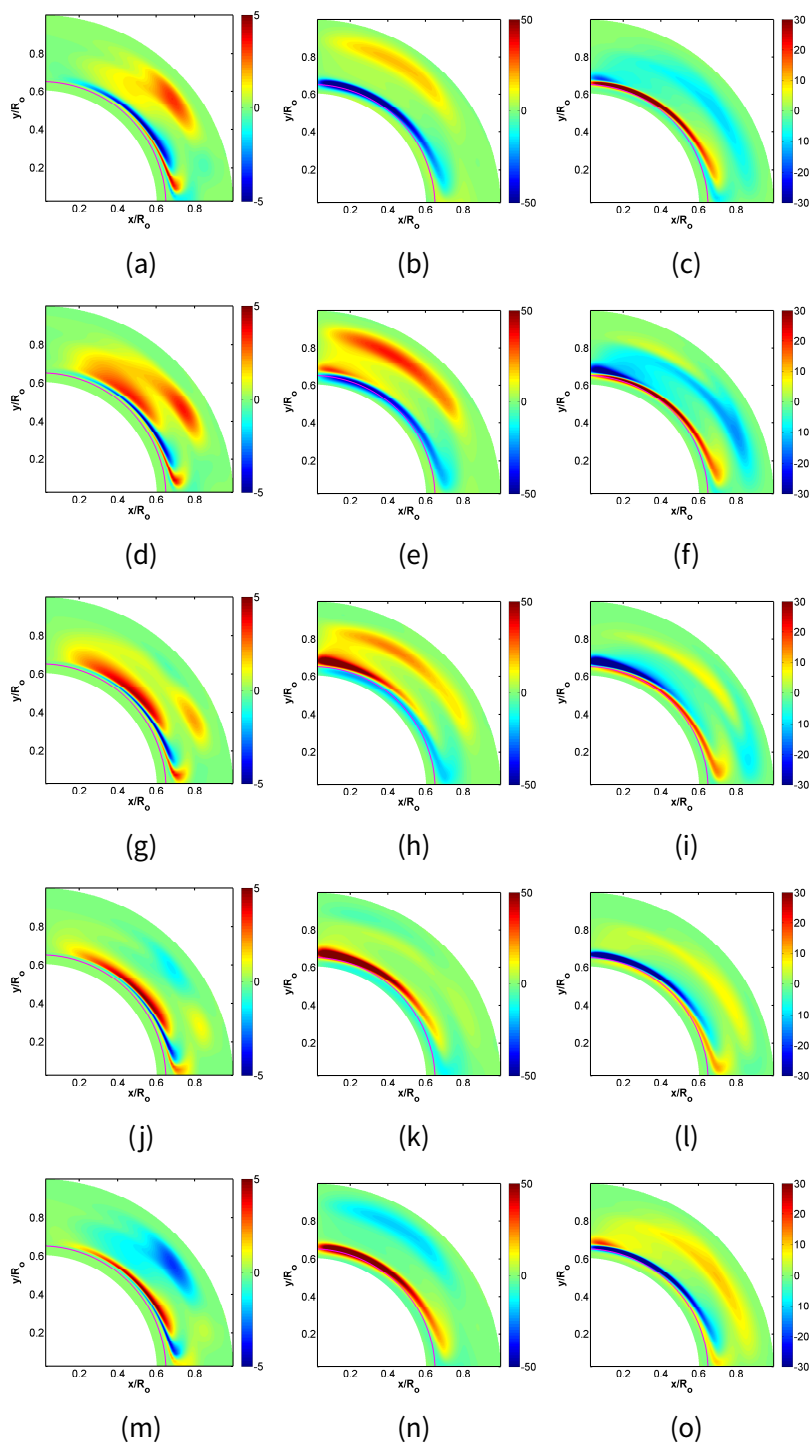


Figura 6.13: Perfis meridianos da componente toroidal, B_ϕ , para o modelo SSM1 (primeira coluna); para o modelo SSM2 e para o modelo Ref2 (segunda e terceira coluna, respectivamente), para os respectivos tempos ($T/10$, $T/5$, $3T/10$, $4T/10$, $T/2$). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

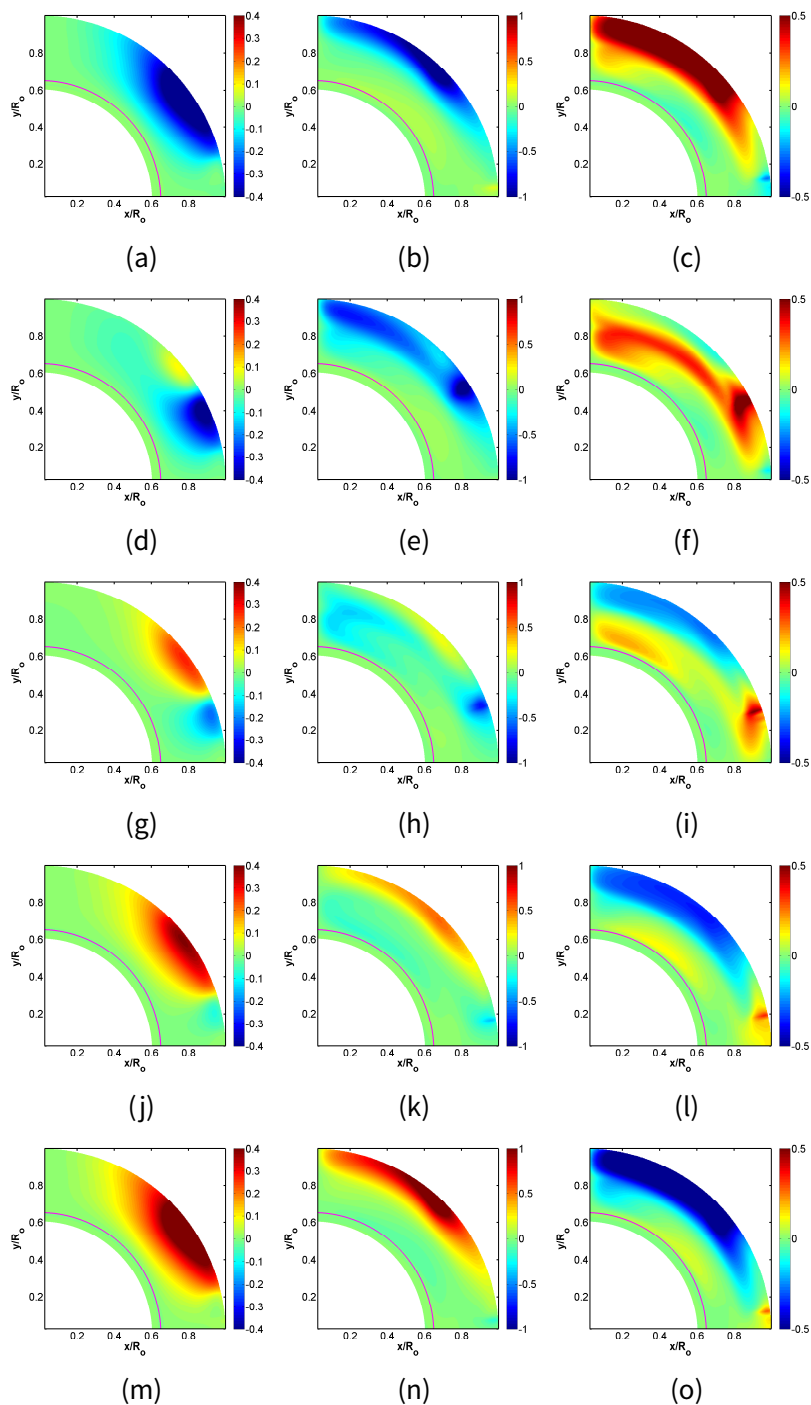


Figura 6.14: Perfis meridianos da componente poloidal, $A_{\phi} r \sin \theta$, para o modelo SSM1 (primeira coluna); para o modelo Ref2 e para o modelo SSM2 (segunda e terceira coluna, respectivamente) para os respectivos tempos ($T/10$, $T/5$, $3T/10$, $4T/10$, $T/2$). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

6.2.2.1 Base da zona convectiva : importância da orientação da circulação meridional

Como descrevemos na secção anterior, a circulação meridional é descrita por duas células distribuídas radialmente. Neste caso consideramos que a circulação do plasma solar é orientada no sentido dos ponteiros do relógio, dirigindo-se para os polos a $0.65R_{\odot}$ e para o equador a $0.827R_{\odot}$, o que é equivalente a descrever a função de escoamento como, $\psi_l = -\psi_l$. A célula superior, entre $0.827R_{\odot}$ e a superfície, retém a mesma orientação que no caso anterior. A amplitude máxima da célula mais interna é de 4 m/s a $0.827R_{\odot}$, e da célula mais externa, de aproximadamente, 15 a 25 m/s à superfície (ver Figura (6.15)).

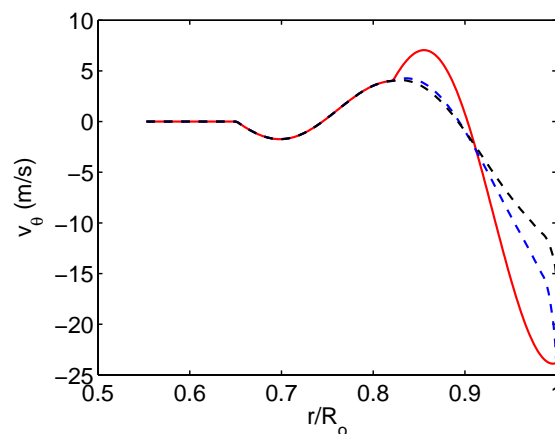


Figura 6.15: A linha contínua a vermelho corresponde ao perfil radial da componente v_{θ} da circulação meridional do modelo de referência (modelo Ref1) e a linha tracejada a azul e a preto refere-se a circulação meridional dos modelos SSM1 e SSM2, respetivamente. Fonte: Elaborada pela autora

Tabela 6.3: Modelos de dínamo solar. Fonte: Elaborada pela autora.

| Modelo | v_0^k | Regime | α_0^l | ω_t^m | d_t^n | Figura () | |
|--------|------------|--------|--------------|--------------|---------|-----------|-------|
| SSM1 | SSM | 24.8 | Difusivo | 8 | 0.05 | 0.025 | 6.16a |
| SSM2 | SSM | 15 | Difusivo | 8 | 0.05 | 0.025 | 6.16b |
| Ref1 | Referência | 24.8 | Difusivo | 8 | 0.05 | 0.025 | 6.16c |

A considerar que o transporte do campo magnético, na célula interna, é feito em direção aos polos, na base da zona convectiva, observamos uma forte dependência das cama-

^k v_0 — amplitude da circulação meridional (m/s)
^l α_0 — amplitude do efeito α (m/s)
^m ω_t — largura da tachocline (R_{\odot})
ⁿ d_t — larguras de transição entre a zona radiativa, convectiva e, superadiabática dos perfis de difusividade (R_{\odot})

das internas para a evolução do campo magnético. No entanto, o termo $\epsilon(r)$ adicionado ao primeiro termo da Equação (4.1) e da Equação (4.2) do Capítulo 4, intervém para a configuração do campo magnético no interior do Sol. Desta forma, no diagrama (a) e (c) da Figura (6.16) (modelos SSM1 e Ref1), obtemos uma configuração de campo magnético semelhante; contudo, regista-se um decréscimo de amplitude no modelo Ref1. Assim, em ambos os modelos, obtemos um diagrama de campo magnético diferente das observações, distribuído por segmentos de campo toroidal entre 0 e 40 graus. Como podemos ver na Figura (6.16c), o modelo Ref1 apresenta-se com porções de campo magnético alinhados verticalmente, com uma periodicidade de 13.3 anos aproximadamente para cada meio ciclo [Hazra et al., 2014], contrariamente ao modelo SSM1 (segundo a Figura 6.16a), no qual, apresenta uma ligeira inclinação relativamente ao equador. Esta porção de campo magnético é produzida pela componente latitudinal que é máxima nas médias latitudes, em conjunto com o transporte meridional dirigido para o equador na zona convectiva [Jouve and Brun, 2007, Hazra et al., 2014, Belucz et al., 2015].

O campo magnético situado entre 50 e 85 graus é consequência do transporte meridional em direção aos polos e do cisalhamento radial para a amplificação do campo magnético junto à base da zona convectiva, como indicam os painéis da Figura (6.17) e, a primeira coluna da Figura (6.18), resultando em um padrão anti-solar. Além disso, verificamos que o campo magnético toroidal situado entre o equador e os 40 graus, tem polaridade oposta àquele situado entre 55 e 85 graus, não pertencendo ao mesmo ciclo magnético. A acumulação de campo entre o equador e os 40 graus na zona convectiva acaba por se destruir devido à formação de um campo magnético de sinal contrário à volta dos 45 graus, o qual se propaga internamente em direção ao equador (ver perfil meridional da primeira coluna da Figura (6.18)).

Por esta razão, a contribuição da componente radial para a amplificação assemelha-se à contribuição da componente latitudinal em termos de amplitude para a amplificação da componente toroidal, já que a componente radial, devido ao sentido da propagação do campo magnético e à zona de cisalhamento máxima, deixa de ser primária para os valores do campo toroidal obtidos na base da zona convectiva. Desta forma, não obtemos diferenças significativas entre o modelo Ref1 e o modelo SSM1 nos perfis meridionais das diferentes componentes do campo magnético, apesar do ligeiro decréscimo da intensidade do

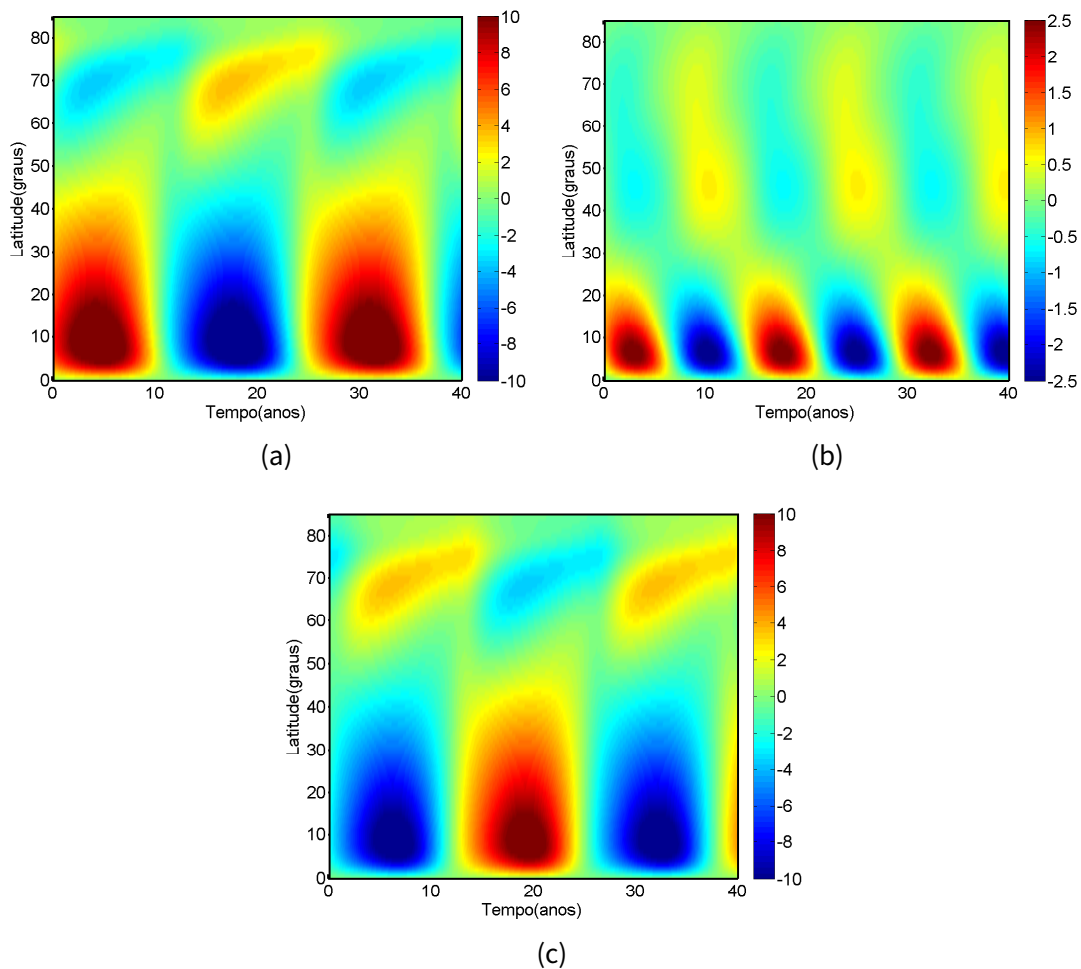


Figura 6.16: Evolução da componente toroidal do campo magnético B_ϕ na base da zona convectiva, para o modelo SSM1 (a) e para o modelo SSM2 (b) (resultante da diminuição de amplitude da circulação meridional - segundo a linha tracejada a preto da Figura (6.15)), em regime difusivo. No painel (c) mostra a evolução da componente toroidal do campo magnético B_ϕ para o modelo Ref1. A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

campo toroidal entre o equador e os 8 graus, na base da zona convectiva, tal como indica a Figura 6.16a e 6.16c.

No entanto, podemos concluir, através da Figura (6.16a) e da Figura (6.16b), que a velocidade meridional na base da zona convectiva transporta e organiza o campo magnético relativamente da mesma forma e que as camadas subjacentes contribuem de igual modo para a distribuição e amplificação do campo toroidal, já que a componente v_θ propaga o campo magnético, B_r , à superfície, em direção aos polos e internamente, na zona convectiva; e que devido à configuração da amplificação desenhado neste modelo, a componente

radial, B_r , pouco interfere para a amplificação a partir de uma certa latitude. A diferença existente entre os diagramas (a), (b) e (c) da Figura (6.16) (modelos SSM1 e SSM2) deve-se ao recurso de uma amplitude de velocidade meridional inferior junto à zona de transição das células radiais àquela utilizada em Hazra et al. [2014] (modelo de referência) e , a uma amplitude reduzida à superfície. O campo magnético é advectado mais lentamente, contribuindo para o seu cancelamento progressivo devido à formação de um campo magnético de sinal contrário à volta dos 45 graus, o qual se propaga de forma lenta em direção ao equador, desta forma apresentando-se com uma ligeira inclinação relativamente ao equador .

Nos modelos antecedentes, a componente radial representa uma fonte de contribuição maior para a amplificação do campo toroidal; nestes modelos, a proporção de amplificação equivale-se entre a componente radial e latitudinal de cisalhamento.

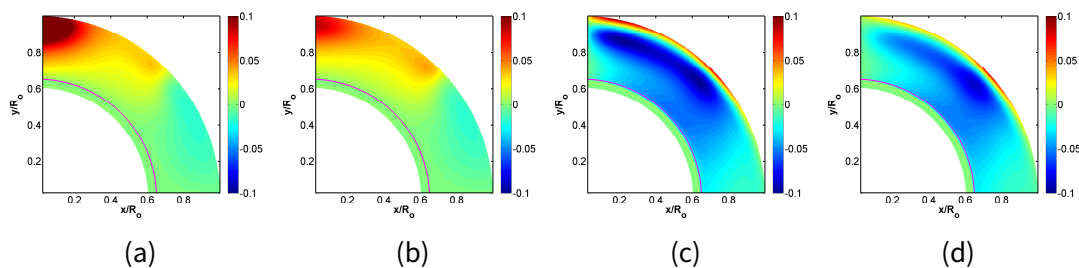


Figura 6.17: Distribuições meridionais da componente radial, B_r , para o modelo Ref1 (a) e para o modelo SSM1 (b) e da componente latitudinal, B_θ , para o modelo Ref1 (c) e para o modelo SSM1 (d) em regime difusivo. A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

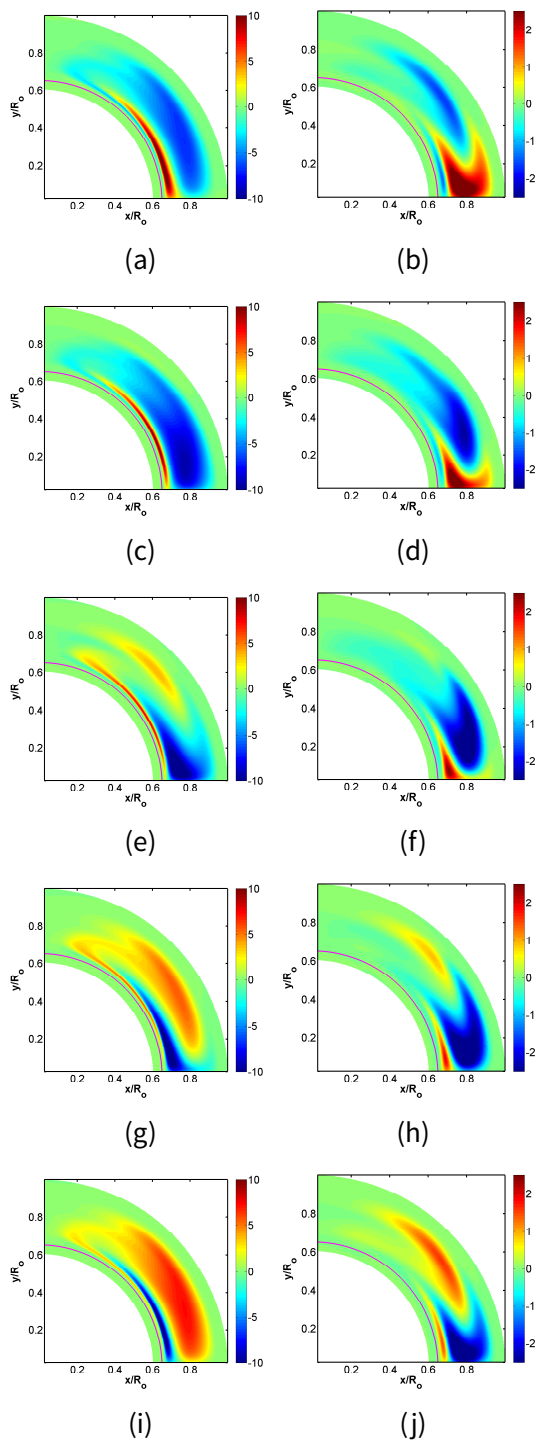


Figura 6.18: Perfis meridionais da componente toroidal, B_ϕ para o modelo SSM1 (primeira coluna) e, com a diminuição da amplitude da circulação meridional exposta na Figura (6.15) (segunda coluna) - modelo SSM2, para os respectivos tempos ($T/10$, $T/5$, $3T/10$, $4T/10$, $T/2$). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

6.2.3 Circulação meridional definida por quatro células latitudinais

Schad et al [2013] definem uma estrutura complexa composta por múltiplas células, em profundidade e em latitude, cujas amplitudes variam em função desta última. À semelhança da variação da amplitude em termos de latitude das células, optámos pela seguinte parametrização: entre 67.5 e 90 graus, a amplitude da célula aproxima-se de 22.5 m/s; entre os 45 e 67.5 graus, aproxima-se de 32.5 m/s; entre os 22.5 e 45 graus, aproxima-se de 10 m/s; e, entre 0 e 22.5 graus, aproxima-se de 22.5 m/s à superfície. Através da Figura (6.19) e Figura (6.20) podemos observar as amplitudes máximas das células distribuídas em latitude.

Tabela 6.4: Modelos de dínamo solar. Fonte: Elaborada pela autora.

| Modelo | | Regime | α_0^o | ω_{tac}^p | d_t^q | Figura () |
|--------|------------|----------|--------------|------------------|---------|-----------|
| SSM1 | SSM | Difusivo | 6 | 0.05 | 0.025 | 6.22a |
| Ref1 | Referência | Difusivo | 6 | 0.05 | 0.025 | 6.22b |

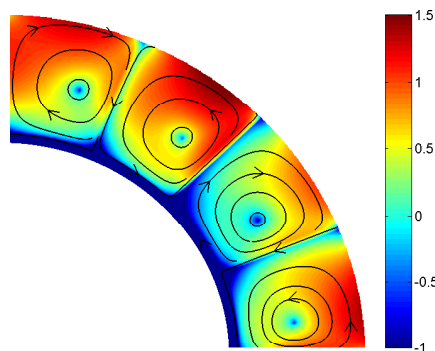


Figura 6.19: Circulação meridional constituída por quatro células latitudinais definidas entre $0.65R_{\odot}$ e $1R_{\odot}$; uma, situada entre 67.5 e 90 graus, orientada à superfície para o equador; outra, dirigindo-se para os polos entre 45 e 67.5 graus; uma terceira célula situada entre 22.5 e 45 graus, dirigindo-se em direção ao equador; e, finalmente, uma entre o equador e 22.5 graus, dirigindo-se, à superfície, para o polo. Fonte: Elaborada pela autora.

Podemos ver claramente o impacto da amplitude da circulação das várias células para a organização do campo toroidal na base da zona convectiva. Neste caso, o aumento

^o α_0 – amplitude do efeito α (m/s)

^p ω_{tac} – largura da tachocline (R_{\odot})

^q d_t – larguras de transição entre a zona radiativa, convectiva e, superadiabática dos perfis de difusividade (R_{\odot})

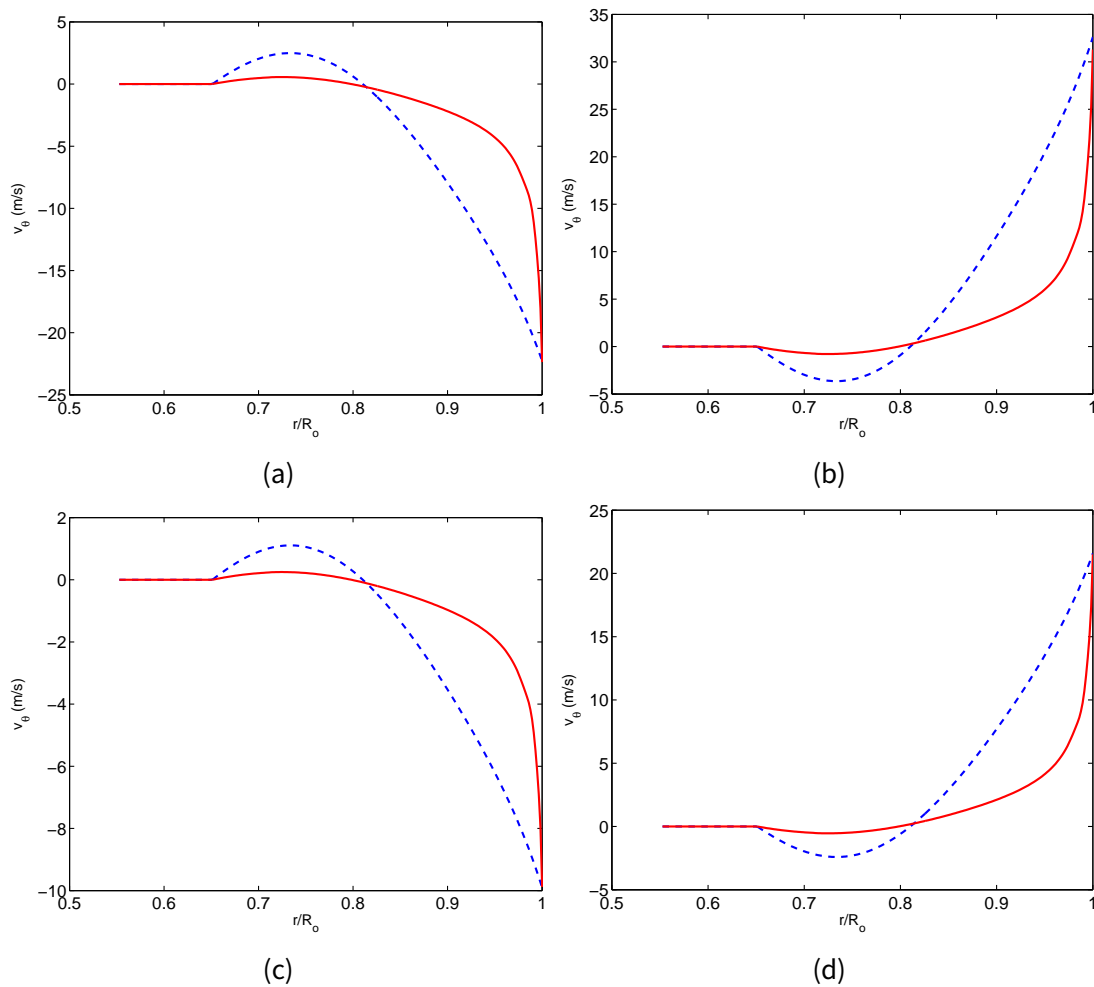


Figura 6.20: (a) Gráfico da componente latitudinal da velocidade, v_θ (m/s), em função do raio, r/R_\odot , para latitudes de 78.75 graus (a), 56.25 graus (b), 33.75 graus (c) e 11.25 graus (d). A linha tracejada a azul corresponde ao modelo de circulação meridional de referência (modelo Ref1) e a linha contínua a vermelho refere-se à circulação meridional do modelo SSM1, e com a densidade do modelo solar padrão, ρ_{ssm} . Fonte: Elaborada pela autora.

da velocidade meridional na base da zona convectiva não intervém para a amplificação do campo magnético nas altas latitudes. Contrariamente ao modelo de referência, no modelo SSM, o decréscimo do efeito advectivo criado pelas duas células junto aos polos contribui para a amplificação do campo magnético. A redução da amplitude do transporte meridional faz aumentar a eficiência da difusividade [Belucz et al., 2015], de forma a contribuir para o aumento da amplitude do campo toroidal na base da zona convectiva.

Quer isto dizer que o facto de reformularmos a função $\psi r \sin\theta$ para cada célula, acabamos por modificar o transporte meridional em latitude, se considerarmos que a amplitude da circulação é variável e mantivermos o parâmetro da difusividade independente da lati-

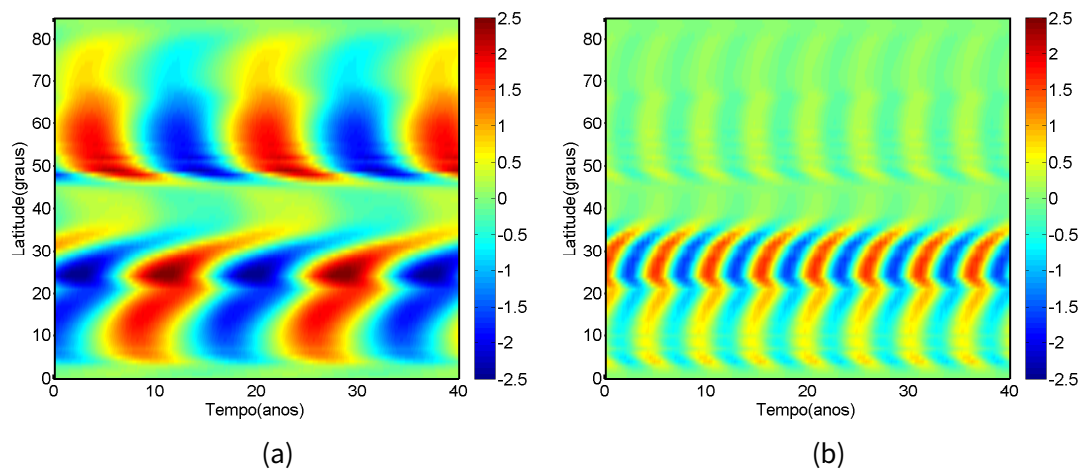


Figura 6.21: Evolução da componente toroidal do campo magnético B_ϕ na base da zona convectiva para o modelo SSM1 (a) e para o modelo Ref1 (b). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

tude. Com isso, os processos dominantes de difusão-advecção modificam-se, contribuindo para uma ligeira alteração da eficiência das componentes radiais e latitudinais de cisalhamento na amplificação da componente toroidal (segundo os painéis da Figura (6.22)). Verificamos que ambas as componentes de cisalhamento contribuem (para a mesma ordem de valores) para a amplificação do campo toroidal e que os valores de ambas são bastante inferiores à amplitude do campo toroidal. Opostamente aos padrões anteriores (como por exemplo os modelos SSM1 e Ref1 da Subsecção 6.2.2), nomeadamente, nos modelos em que o transporte do campo magnético se dirige para o equador, a componente radial de cisalhamento não é primária para a amplificação do campo magnético. Desta forma, podemos retirar ilações acerca da importância do termo advectivo para o transporte e organização da componente toroidal no interior do Sol. Como podemos constatar na Figura (6.21a) e Figura (6.21b) dos diagramas do campo magnético, as zonas onde o campo toroidal é mais pronunciado coincide com as zonas onde provavelmente a difusão domina o processo de dínamo. No entanto, temos de referir que a orientação do campo magnético relativamente ao equador em diferentes latitudes tem origem na distribuição latitudinal das células meridionais [Belucz et al., 2015]. Nestes resultados podemos ver claramente que a difusão domina o processo de transporte onde as amplitudes do campo toroidal são maiores. Consequentemente, a componente poloidal (ver segunda e quarta coluna da Figura (6.23)) apresenta localizações diretamente proporcionais à componente toroidal na BZC, tal como indica o

termo responsável pela produção do campo SB_ϕ . Por esta razão, a componente poloidal do campo no modelo de referência surge com uma amplificação maior nas baixas latitudes e junto ao equador.

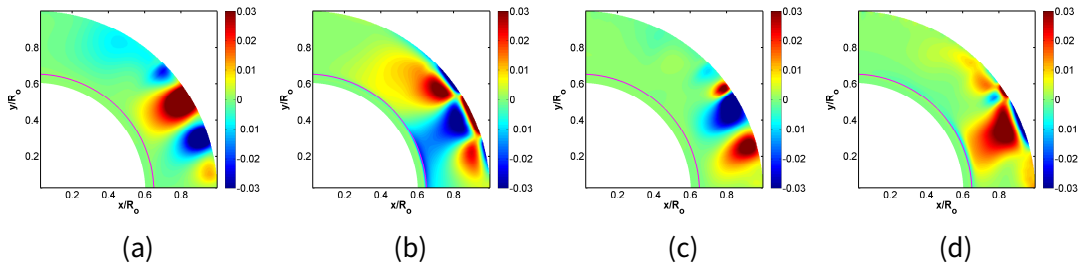


Figura 6.22: Distribuições meridionais da componente radial, B_r , e da componente latitudinal, B_θ para o modelo SSM1 (a) e (b) e, para o modelo Ref1 (c) e (d). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

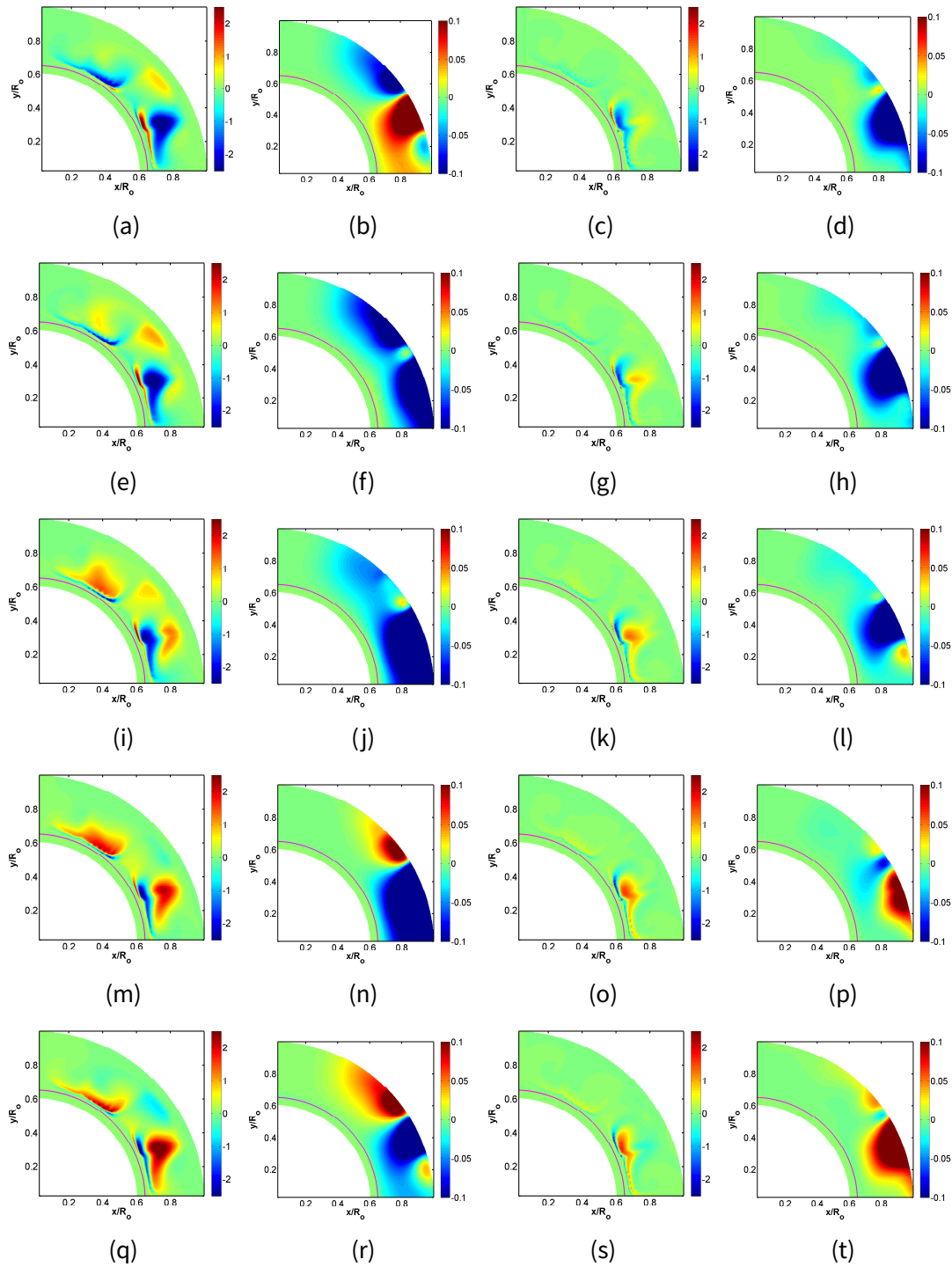


Figura 6.23: Perfis meridianos da componente toroidal, B_ϕ , para o modelo SSM1 (primeira coluna), e da componente poloidal, $A_\phi r \sin\theta$ (segunda coluna), para o modelo Ref1 (terceira e quarta coluna, respetivamente). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

6.3 Discussão e conclusão

O transporte e a amplificação do campo magnético na direção radial e latitudinal podem ser modificados a partir de fortes gradientes de densidade. Dependendo da configuração da circulação meridional, descrito por funções e coeficientes pode sofrer alterações entre a base da zona convectiva e a superfície, e influenciar diretamente a componente toroidal do campo magnético na base da zona convectiva [Guerrero and Muñoz, 2004, Jouve and Brun, 2007, Švanda et al., 2007, Hazra et al., 2014, Belucz et al., 2015].

Quando consideramos o modelo SSM definido por uma célula, a componente latitudinal da velocidade meridional, v_θ , é modificada pela incorporação do termo $\epsilon(r)$, de forma que o processo advectivo é diminuído desde a superfície até à base da zona convectiva, e desde dos polos até ao equador. Assumindo que o campo magnético responsável pela atividade magnética na fotosfera tem origem na base da zona convectiva, considerar uma diminuição de velocidade nessa zona é imperativo para alterar a configuração do campo magnético. Além disso, a amplificação do campo magnético junto ao equador, entre 0 e 45 graus sofre também fortes alterações em consequência da variação na eficiência do transporte por parte da circulação meridional. Verificamos que principalmente no modelo SSM (o que se encontra sob regime difusivo), as componentes do campo magnético estão mais sujeitas ao transporte radial por difusão. Este resultado é observável quando comparamos as componentes de cisalhamento associadas ao campo toroidal, verificando que a componente radial e latitudinal do campo são menos importantes nos polos. A inibição do transporte meridional entre a base da zona convectiva e a superfície é bem visível neste modelo. Em ambos os modelos, quando o regime difusivo domina, a periodicidade dos ciclos é reduzida [Yeates et al., 2008].

Colocamos em evidência a importância dos valores da difusividade para a amplitude, para a configuração do campo toroidal na base da zona convectiva, e para a periodicidade dos ciclos magnéticos [Dikpati and Charbonneau, 1999, Yeates et al., 2008, Choudhuri and Hazra, 2015]. Ambas as componentes do campo magnético são influenciadas pela alteração do perfil da difusividade, embora a componente radial do campo magnético seja mais visível, tratando-se da fonte primordial na amplificação do campo magnético. Nos modelos difusivos, a componente de cisalhamento associada não amplifica o campo toroidal nas

altas latitudes como acontece no modelo SSM e no de referência sob domínio advectivo. Quando estamos perante um regime advectivo, a amplitude da velocidade meridional na base da zona convectiva rege a periodicidade dos ciclos magnéticos, e a amplitude do campo toroidal aumenta drasticamente. Este resultado é importante, já que sugere que se a advecção dominar o processo de dínamo, um amortecimento da velocidade no transporte do campo magnético na base da zona convectiva pode imobilizar o campo magnético na tachocline e, não estando sujeito à difusão radial, amplificá-lo. Este efeito pode influenciar mais a zona de cisalhamento radial e assim contribuir para uma intensificação maior nessa região e um enfraquecimento junto ao equador, onde as qualidades amplificativas do dínamo deste mesmo ciclo diminuam. Neste caso, a diferença maior entre o modelo de referência e o modelo SSM resulta essencialmente da amplificação do campo magnético através da componente radial, B_r , que é advectada com menos eficiência devido à amplitude da circulação meridional em toda a zona convectiva.

Assim, e em discordância com as observações, se o campo magnético presente na fotosfera é produto da formação do campo magnético na base da zona convectiva, então isso leva-nos a considerar uma outra modelização do transporte meridional; isto é, outros processos capazes de transportar e organizar o campo magnético no interior do Sol que nos permitam obter um campo magnético conforme às observações. Neste trabalho verificámos que, consoante o tipo de circulação meridional descrito, a estratificação da zona convectiva demonstra ser importante para a formação do campo magnético no interior do Sol [Pipin and Kosovichev, 2017].

No primeiro caso, aplicamos os efeitos associados à variação de densidade numa descrição global da circulação meridional. Se quisermos restringir esse efeito às camadas subjacentes da superfície, teremos de descrever a circulação meridional por multicélulas radiais e aplicar uma menor penetração desses efeitos para a formação do campo toroidal na base da zona convectiva. Com esta intenção, consideramos duas células distribuídas em raio, sendo que aplicamos o efeito corretivo unicamente à célula subjacente da superfície, ou seja, aos últimos 15% do raio solar. Quando aplicamos a nossa teoria ao modelo sob regime difusivo [Hazra et al., 2014], não obtemos diferenças significativas entre o modelo de referência e o modelo SSM. A periodicidade dos ciclos e a amplitude do campo magnético mantêm-se aproximadamente iguais. Contrariamente ao modelo global de circulação verificamos

que, independentemente das variações drásticas da amplitude da circulação meridional à superfície, o campo magnético converge de forma eficiente em direção ao equador e junto à tachocline, para cada ciclo. Quando consideramos o modelo sob domínio da advecção, colocamos em relevo as camadas subjacentes da superfície dependente da circulação meridional, relativamente à sua participação na amplificação do campo magnético.

Quando invertemos o sentido da circulação meridional na base da zona convectiva, verificamos que se restabelece o equilíbrio sobre a eficiência entre as componentes radial e latitudinal do campo magnético para a amplificação do campo magnético. À semelhança dos resultados de Hazra et al [2014] e de Belucz et al [2015], basta aumentar a amplitude da circulação meridional subjacente da superfície, de forma a obtermos um comportamento anti-solar. No nosso caso, o facto de colocarmos uma menor amplitude ao transporte advectivo junto à superfície ((causada pela redefinição da circulação meridional através da incorporação do termo, $\epsilon(r)$)), faz com que obtenhamos um ciclo magnético que se assemelha com certos aspectos do comportamento solar típico. Existem trabalhos que sugerem o sentido da circulação em direção ao equador na base da zona convectiva como indispensável para a obtenção de modelos observacionais [Hazra et al., 2014]. Com este trabalho sugerimos que isto se verifica caso consideremos a componente radial como primária para a amplificação da componente toroidal na base da zona convectiva. Se a circulação meridional na base da zona convectiva se mover em direção aos polos, então a componente radial deixa de ser a principal componente para a amplificação, e a componente latitudinal intervém com a ajuda do transporte meridional de forma equivalente para a mesma.

Os nossos resultados suportam a ideia da importância da direção e da intensidade do transporte do campo magnético nas camadas junto à fotosfera para a formação do campo magnético na base da zona convectiva.

O resultado relevante na redução da amplitude da circulação meridional consiste na aplicação das quatro células latitudinais que, embora o campo magnético resultante entre em discordância com as observações, não deixam de ser interessantes para a análise, no sentido do papel assumido pela difusão neste tipo de modelos. Em modelos definidos desta forma, a amplitude do transporte por difusão é determinante para a configuração do campo toroidal na zona convectiva [Choudhuri and Hazra, 2015], caso consideremos um amortecimento do efeito advectivo causado pela redefinição da função $\psi r \sin\theta$ através do termo,

$\epsilon(r)$. Da mesma forma, concluímos sobre a importância da variação latitudinal do efeito corretivo em consequência da variação latitudinal da amplitude da circulação meridional.

A diferença existente entre estes modelos sugere que as componentes latitudinal e radial de cisalhamento são termos da equação determinantes para demonstrar a importância da densidade solar no transporte meridional do campo magnético e para a sua amplificação.

Os resultados deste capítulo são também uma consequência direta do termo não local associado à fonte regenerativa da componente poloidal do campo magnético.

7

Conclusão

Neste trabalho estudamos a evolução do campo magnético solar, introduzindo no modelo de referência um perfil radial de densidade hélio-sismicamente consistente [Turck-Chieze and Lopes, 1993, Schou et al., 1998, Dikpati et al., 2002, Turck-Chièze and Couvidat, 2011]. A hélio-sismologia tem tido um papel determinante para a evolução dos modelos de dínamo [Haber et al., 2002, Charbonneau, 2010, Dikpati and Gilman, 2012, Dikpati, 2014]. A evolução destes modelos numéricos passa pela introdução de certas quantidades cuja a parametrização evoluiu ao longo do tempo, tais como a circulação meridional e a rotação diferencial, contribuindo desta forma para a construção de modelos cada vez mais realistas [Schou et al., 1998, Braun and Fan, 1998, Dikpati and Charbonneau, 1999]. Além disso, a escolha dos perfis de difusividade magnética torna-se também importante para a compreensão da evolução dos ciclos magnéticos [Schrijver and Zwaan, 2000, Zita, 2010, Muñoz-Jaramillo

et al., 2011]. Desta forma, todos estes elementos estabelecem limites entre os mecanismos que contribuem para a formação e evolução do campo magnético e os constrangimentos impostos pelas observações [Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2007, Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2008, Munoz-Jaramillo, 2010, Muñoz-Jaramillo et al., 2011, Guerrero et al., 2013a].

Hoje em dia, somos capazes de descrever os principais processos que determinam e intervêm na formação e configuração do campo magnético [Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2008, Muñoz-Jaramillo et al., 2011, Hazra et al., 2014]. Recentemente, confirmou-se a existência de um padrão mais complexo de células meridionais distribuído em raio e em latitude [Choudhuri et al., 1995, Zhao et al., 2013, Schad et al., 2013]. Neste trabalho estudamos a contribuição da densidade solar na modificação destes padrões de transporte do campo magnético, ou seja, demonstramos o impacto da densidade solar [Turck-Chieze and Lopes, 1993] no que toca à dependência da direção e amplitude do transporte meridional para a estruturação do campo magnético no interior do Sol.

Sabendo que a ordem dos valores de difusividade estabelecidos para a resolução das equações de dínamo têm um perfil aproximado, com este trabalho confirmamos que a escolha dos valores da difusividade turbulenta para a descrição do modelo de dínamo é determinante para a análise dos ciclos magnéticos, nomeadamente, para a periodicidade e amplitude do campo magnético na base da zona convectiva [Muñoz-Jaramillo et al., 2011, Choudhuri and Hazra, 2015, Cameron and Schüssler, 2016]. A partir destas considerações estudamos vários padrões de circulação meridional evoluindo em regimes diferentes. Da mesma forma, ao avaliarmos o conjunto destes elementos que compõem o modelo de dínamo, pretendemos determinar a importância da grande variação de densidade nas camadas subjacentes da fotosfera, aliado a diferentes regimes para a evolução do campo magnético no interior do Sol. Com este trabalho confirmamos que, se a ordem dos valores de difusividade for elevada, a dependência da densidade do modelo padrão solar (SSM) para a estruturação do campo num modelo de dínamo axissimétrico cinemático é desprezável, dependendo do tipo de circulação meridional.

Nos modelos de dínamo, a circulação meridional é construída a partir de uma densidade aproximadamente adiabática [Nandy and Choudhuri, 2002, Hazra et al., 2014, Belucz et al., 2015], ou seja, o gás ao longo da zona convectiva é reduzido a uma descrição simplificada da equação de estado, na qual a temperatura, a densidade e a pressão podem se rela-

cionar simplesmente a partir de uma relação exponencial. No entanto, como podemos verificar no modelo SSM, o perfil de densidade é mais complexo e concorda com o perfil heliosismológico [Turck-Chièze and Couvidat, 2011]. O nosso estudo demonstra a importância de considerar certas características das camadas subjacentes do Sol na definição dos processos de transporte e processos que o amplificam, mostrando, desta forma, como estes modelos dependem da densidade na sua definição [Choudhuri et al., 2005, Munoz-Jaramillo, 2010, Turck-Chièze and Couvidat, 2011].

Presentemente o modelo de dínamo axissimétrico de Babcock-Leighton é considerado o mais apropriado para descrever qualitativamente o ciclo magnético solar [Charbonneau, 2010]. Neste trabalho verificamos que as componentes que definem as equações de dínamo, isto é, a componente poloidal e a toroidal, podem ser fortemente constrangidas por certos elementos que, até à data, ainda não haviam sido considerados.

- No Capítulo 5 procedemos a um estudo introdutório para demonstrar o impacto da densidade solar num modelo de dínamo solar [Cardoso and Lopes, 2012]. Além disso, demonstramos que o perfil de densidade aproximadamente adiabático não é adequado para descrever a evolução do campo magnético numa estrutura complexa como o Sol [Turck-Chièze and Couvidat, 2011]. Os nossos resultados estabelecem a importância das camadas subjacentes da superfície solar na evolução dos campos magnéticos. *Desta forma, demonstramos que se restringirmos o nosso perfil de densidade entre 55 a 96 por cento do raio solar total, o diagrama do campo magnético será semelhante àquele obtido considerando uma estratificação aproximadamente adiabática (perfil de referência). Consequentemente conforme as observações, concluímos que a estratificação aproximadamente adiabática é suficiente para descrever o campo magnético até 96% do raio solar para certas características, tais como a amplitude da componente toroidal e a periodicidade média dos ciclos solares, mas não o é para a amplitude da componente radial do campo magnético à superfície.*

A partir destes resultados, demonstramos a importância dos últimos 4% do raio solar até a fotosfera, ou seja, a forte variação da densidade do plasma para a configuração do campo magnético na zona convectiva e à superfície. Esta variação drástica desvia por completo a obtenção de modelos realistas em termos de configuração de campo

magnético observacional; o fato mais notório verifica-se na periodicidade dos ciclos.

Se desejarmos obter uma velocidade aproximadamente da mesma ordem que aquela registada pelos resultados recentes da hélio-sismologia à superfície, e se quisermos manter as propriedades do transporte nas camadas mais internas, então somos levados a questionar o papel da densidade nestes modelos de dínamo. Segundo os resultados deste Capítulo, o perfil de circulação meridional definido a partir de uma célula não é o mais adequado para introduzir o efeito do gradiente de densidade subjacente da superfície solar, pois este acabará por afetar todo o transporte interno do campo magnético. Contudo, constatamos a grande influência da amplitude da velocidade meridional na base da zona convectiva para o transporte do campo magnético.

Além disso, testamos o nosso modelo SSM para dois perfis diferentes de densidade, considerando diferentes composições químicas (AGS05 e GS98), no qual não verificamos diferenças nos modelos de dínamo resultantes, o que nos leva a concluir uma fraca dependência do perfil radial da densidade na base da zona convectiva.

- No seguimento do Capítulo 5 apresentamos, no Capítulo 6, um conjunto de simulações que visam estabelecer a importância da densidade solar em padrões mais complexos de circulação meridional, nomeadamente, numa definição de circulação restringida à superfície. Os nossos resultados demonstram também a importância dos regimes escolhidos na resolução do sistema de equações para a obtenção de diferenças entre o modelo de referência e o modelo SSM. Esta estratégia permite-nos apurar se uma atenuação na velocidade junto à superfície pode contribuir ou não para a configuração do campo toroidal na base da zona convectiva. Como mencionámos no Capítulo 6, alteramos o código de origem aplicando a mesma parametrização de Hazra et al [2014], conseqüentemente e à semelhança do Capítulo 5, construímos um modelo de uma célula com um raio de penetração de $0.65R_{\odot}$. Ao contrário do Capítulo 5, estendemos a nossa investigação ao cálculo do modelo sobre dois regimes distintos. Tal como verificamos no Capítulo 5, quando estamos perante um regime advectivo, o amortecimento da circulação meridional intervém no aumento da periodicidade dos ciclos, assim como no aumento da amplitude do campo toroidal na base da zona convectiva. Por outras palavras, a ação da circulação meridional além de transportar len-

tamente o campo magnético entre os polos e o equador por baixo da base da zona convectiva, vai contribuir para uma amplificação maior, ao confinar o campo magnético numa zona de fraca difusão radial. Além disso, o facto de os modelos evoluírem num regime advectivo faz com que o transporte latitudinal da componente radial do campo magnético, B_r , seja mais eficiente para a amplificação do campo toroidal nos polos.

Num regime difusivo verificamos que o resultado final se assemelha à ausência de circulação meridional entre $0.65R_\odot$ e $0.825R_\odot$. Com este resultado concluímos que existe uma maior eficiência no transporte por difusão radial.

A segunda parte deste Capítulo, e como referimos acima, pretende aplicar o termo $\epsilon(r)$ às camadas junto da superfície, isto é, entre $0.825R_\odot$ e $1R_\odot$. Neste sentido, construímos o modelo a partir de duas células definidas radialmente, restringendo a circulação da célula meridional junto à superfície e mantendo, para isso, a célula entre $0.65R_\odot$ e $0.825R_\odot$ de forma semelhante à definição do modelo de referência.

De um modo geral, concluímos que o impacto da densidade solar sobre a configuração do campo toroidal na base da zona convectiva é menor. Este resultado indica que o amortecimento da circulação entre $0.825R_\odot$ e $1R_\odot$ é visível na velocidade do transporte do campo magnético, B_r , mas não significativo para a amplificação na tachocline, onde a componente radial de cisalhamento da rotação diferencial intervém na formação da componente toroidal do campo magnético.

De igual forma, se o sistema de equações evoluir no regime advectivo, as diferenças entre o modelo de referência e o modelo SSM são mínimas.

No caso do modelo apresentado na Secção 6.2.2.1, verificamos a diminuição da importância da componente radial, B_r , para a amplificação na zona convectiva. Este facto verifica-se essencialmente quando consideramos o caso no qual a circulação meridional orientada em direção aos polos na base da zona convectiva.

A circulação meridional descrita por quatro células põe a difusão radial em primeiro plano para o transporte do campo magnético e contribui para uma maior amplificação, nomeadamente, no modelo SSM no qual a amplitude da velocidade meridional é diminuída. Desta forma verificamos um aumento do campo toroidal em todas as lati-

tudes, mas essencialmente junto aos polos, e um consequente aumento da periodicidade em consequência do amortecimento da velocidade na base da zona convectiva.

- O nosso modelo de dínamo é fundamentado pela formação do campo poloidal a partir da emergência das manchas solares e do seu decaimento, e pela formação do campo toroidal do campo magnético na base da zona convectiva, onde o cisalhamento radial da rotação diferencial assume o papel principal para a amplificação do campo toroidal na base da zona convectiva. Este modelo - Babcock-Leighton - ganha força na década dos anos 90, devido às limitações dos modelos de dínamo turbulento (descritos no Capítulo 3), tal como vimos, no Capítulo 5 e 6, a descrição da circulação meridional apresenta certos aspetos concordantes com as observações, nomeadamente à superfície. No entanto, a densidade solar e hélio-sismicamente consistente pode apresentar alguns constrangimentos a estes modelos de dínamo, nomeadamente, à implicação das camadas junto à superfície (i.e a $0.96R_{\odot}$) para a evolução do ciclo magnético solar. Simulações de magneto-convecção indicam uma zona convectiva altamente estratificada, na qual possíveis mecanismos de transporte de campo magnético podem ser identificados devido à grande variação da densidade e a um elevado grau de turbulência [Kichatinov and Ruediger, 1992, Ossendrijver et al., 2002, Käpylä et al., 2006, Racine et al., 2011]. Estes seriam da ordem de poucos metros por segundo, dentro da zona convectiva, e iriam contribuir para o transporte do campo magnético nas direções radial, latitudinal e do bombeamento magnético. Em diversos modelos do dínamo Babcock-Leighton, essa contribuição adiciona-se ao termo advectivo das equações do dínamo axissimétrico [Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2008, Karak and Nandy, 2012, Kitchatinov and Olemskoy, 2012, Hazra and Nandy, 2016, Karak and Cameron, 2016] . O transporte radial por difusão da componente poloidal pode limitar o efeito da inserção de termos adicionais à advecção, isto é, quando consideramos que o modelo evolui num sistema difusivo [Hazra et al., 2014] .
- Como referimos acima, além de modificarmos a componente latitudinal, v_{θ} , poderíamos também modificar o perfil da componente v_r introduzindo um efeito corretivo (associado à forte variação da densidade). Dependendo da direção do transporte do campo magnético na base da zona convectiva, e do regime escolhido, este termo cor-

retivo iria afetar cerca de 5% da superfície, o que torna a sua contribuição menor para a configuração do campo toroidal na base da zona convectiva, por estar associado ao transporte da componente latitudinal do campo magnético, B_θ e este último ter a sua maior contribuição para a amplificação abaixo dos 5% da superfície (a partir do gradiente latitudinal da velocidade angular - máxima nas médias-altas latitudes) e, por isso, contribuir menos para a amplificação do campo toroidal. Este termo poderia afetar a evolução do ciclo magnético, se considerarmos um modelo em que a componente radial de cisalhamento (junto à base da zona convectiva) contribui menos para a amplificação da componente toroidal, como observámos no modelo apresentado na Secção 6.2.2.1, isto é, a partir do perfil da circulação meridional proposto por Zhao et al. [2013].

- Com o objetivo de demonstrar a importância da densidade solar em modelos de dínamo para a formação do campo toroidal e, com isso, atribuir um papel mais importante à superfície, podemos optar por uma parametrização da velocidade angular definida por [Corbard and Thompson, 2002], no sentido de colocar em evidência as camadas subjacentes da superfície. Como podemos ver na Figura (4.2b), os últimos 5% do raio solar introduzem, essencialmente, um cisalhamento radial na superfície (Figura (6.1c)). A partir deste perfil podemos obter diferenças entre os diagramas do campo magnético dependendo do modo como é fundamentada a geração da componente toroidal para a observação das manchas à superfície [Dikpati et al., 2002, Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2008]. A partir de $0.95R_\odot$, os perfis da velocidade angular da Figura (4.2a) e da Figura (4.2b) diferem; desta forma, podemos considerar o cisalhamento radial à superfície (Figura (6.1c)) não desprezável, se deixássemos de considerar o efeito não local atribuído à componente toroidal (como definido neste modelo de dínamo), e passando a contribuir na mesma zona onde o efeito α opera. Neste caso, a amplificação do campo toroidal através da componente radial de cisalhamento à superfície seria inferior à presente na base da zona convectiva, no entanto, tal como referido em Guerrero & Gouveia Dal Pino [2008], em conjunto com outras circulações meridionais de superfície a referida amplificação é capaz de reproduzir resultados consistentes com as observações e não desprezáveis. Além disso, a escolha deste perfil de rotação juntamente com um perfil superficial de transporte meridio-

nal é consistente com os resultados hélio-sismológicos [Mitra-Kraev and Thompson, 2007], os quais sugerem um ponto de retorno da circulação a $0.95R_{\odot}$ [Zhao et al., 2013], com uma magnitude de baixa ordem nas zonas mais internas, o que nos levaria a considerar a ausência de uma circulação meridional abaixo de $0.90R_{\odot}$ (já considerada neste estudo). Concluindo sobre este ponto, se consideramos que o transporte do campo magnético na base da zona convectiva a partir da circulação meridional é menor ou praticamente inexistente [Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2008], a alteração do sinal do gradiente, $\frac{\partial\Omega}{\partial r}$ associado à superfície, poderá interferir na configuração do ciclo magnético solar observado.

- A maior alteração feita ao modelo do Capítulo 6 relativamente ao Capítulo 5, consistiu na utilização de um processo de flutuabilidade não localizado. Isto significa que o mecanismo de flutuabilidade utilizado no Capítulo 5 é um efeito de baixas latitudes, isto é, após o campo magnético ser transportado pela circulação meridional, e amplificado na base da zona convectiva, este vai contribuir para a formação de um campo magnético de superfície. Obtemos assim um modelo mais intuitivo e mais realista que o mecanismo utilizado no Capítulo 6. No mecanismo do Capítulo 6, a formação do campo magnético é antecipada, o campo magnético amplifica antes de ser advecado pela circulação meridional, como podemos ver nos resultados apresentados na Secção 6.2.2. Contudo, essa opção permitiu-nos abranger o nosso estudo a uma parametrização mais diversificada de quantidades, como a utilização de vários perfis de circulação meridional, o que nos era complicado obter com o mecanismo de flutuabilidade local.

Expostas por este trabalho, são numerosas as possibilidades que permanecem em aberto, na forma de estruturação da variabilidade solar, isto é, das irregularidades nas oscilações das amplitudes do campo magnético, assim como, na periodicidade dos ciclos solares. Em modelos em que o período é regulado pela amplitude da circulação meridional na base da zona convectiva, e se considerarmos que as manchas solares são maioritariamente fruto da consequente rotação diferencial na base da zona convectiva, então, as variações na amplitude do transporte meridional afetam a periodicidade dos ciclos magnéticos. A forma e a disposição das áreas visíveis nos diagramas

do campo magnético (obtidas a partir da flutuabilidade local) demonstram que, se considerarmos sucessivos cortes na densidade entre $0.96R_{\odot}$ a $1R_{\odot}$ (junto à zona de ionização do Hell), obtemos uma diversificação de modelos, evidentemente mantendo as propriedades de transporte interno. A partir do tratamento local da flutuabilidade, obtemos uma variação das periodicidades, da amplitude do campo magnético e da localização do campo magnético em latitude [Cardoso and Lopes, 2012]. O tratamento local da flutuabilidade através da diminuição local do campo magnético não deixa de ser o modelo favorito para a demonstração deste tipo de irregularidades [Choudhuri and Hazra, 2015].

Os resultados do Capítulo 6 foram também reveladores, permitindo-nos estimar que neste modelo de dínamo, a utilização de um perfil multicelular definido em raio atenua os efeitos da densidade solar à superfície para o transporte meridional do campo magnético e a sua contribuição para a amplificação. $(\psi r \sin \theta)_{SSM}$ é definido de tal forma que as principais propriedades do modelo de referência são mantidas. A dependência dos parâmetros irá depender do gradiente de densidade nos últimos 15% do raio solar e, da conseqüente redução da amplitude da circulação meridional na zona convectiva, quando normalizamos a amplitude máxima da velocidade à superfície. A eficiência da componente v_{θ} em função do raio e da latitude varia de modelo para modelo, isto é, relaciona-se com a distribuição radial das células meridionais. Em ambos os modelos, a componente, v_{θ} , mostra variações que caracterizam o novo perfil de densidade e, estas podem ser visíveis ou não para a formação do campo magnético junto à base da zona convectiva, consoante a estratificação do transporte meridional. Desta forma, encoraja à utilização de modelos mais complexos em termos de transporte de campo magnético ao considerarmos variações dramáticas da matéria numa estrutura complexa como o é o Sol, num modelo de dínamo axissimétrico como o definido neste trabalho.

Os dados helio-sísmicos constroem a descrição dos processos físicos que compõem os modelos solares do tipo SSM, e os modelos de dínamo. O conhecimento da estrutura da matéria junto à superfície é importante para compreendermos os mecanismos que contribuem à atividade magnética através de uma variedade de modelos teóricos [Hotta and Yo-

koyama, 2010, Passos et al., 2012, Lopes et al., 2014, Belucz et al., 2015, Reshetnyak, 2016, Cameron and Schüssler, 2017b, Kitchatinov and Nepomnyashchikh, 2017, Hazra et al., 2017]. Embora ainda seja difícil prever a variação da atividade solar diretamente relacionada às condições termodinâmicas no interior do Sol, temos conhecimento que a circulação meridional no Sol varia em intensidade, no qual verifica-se um decrescimento de amplitude quando estamos perante um aumento da atividade magnética [Basu and Antia, 2002].

As camadas junto à superfície do Sol permanecem ainda mal compreendidas. A dificuldade deste conhecimento reside no fato da existência de processos físicos complexos que atuam em escalas de tempo semelhantes; as ionizações parciais de elementos químicos, a rotação diferencial, efeitos não adiabáticos dão origem a uma zona convectiva altamente estratificada [Turck-Chièze and Couvidat, 2011, Pipin and Kosovichev, 2013, Pipin and Kosovichev, 2017]. Prosseguindo para a formação e emergência de grandes concentrações de campo magnético à superfície, até ao seu decaimento pelo mecanismo de Babcock-Leighton, afetando os modos de oscilação na determinação da estrutura do Sol [Birch et al., 2016, Cameron and Schüssler, 2017a, Chen et al., 2017, Hazra et al., 2017]. Por esta razão é necessário alargar este estudo a estrelas próximas da estrutura solar, modelizando propriedades termodinâmicas diferentes que possam descrever estruturas internas e dinâmicas variáveis através das propriedades magnéticas da superfície e propriedades sísmicas [Simitev et al., 2015, Garcia, 2016, Chen et al., 2017]. As inversões sísmicas dão-nos a possibilidade de determinar com precisão as propriedades solares, tais que, as alterações do gradiente adiabático, Γ_1 , junto à zona de ionização do Hell (aproximadamente a $0.98R_{\odot}$). O gradiente adiabático, Γ_1 correlaciona-se com a equação de estado EOS [Rogers et al., 1996, Rogers and Nayfonov, 2002, Baturin, 2011, Baturin et al., 2013], e as alterações associadas ocorreriam devido a processos de energia e pressão envolvidos durante a atividade solar [Basu et al., 2004, Basu and Mandel, 2004]. A alteração do gradiente adiabático, que se correlaciona diretamente com a equação de estado e processos de ionização, encoraja o desenvolvimento de equações de estado capazes de identificar os elementos individuais que contribuem de forma específica de Γ_1 [Baturin, 2011, Baturin et al., 2013]. Todos estes elementos estruturais, ao serem incluídos em futuros modelos de dínamo, irão certamente contribuir para uma visão mais objetiva da Física por detrás da evolução do campo magnético em estrelas.



Anexo A

A.1 Resultados complementares ao Capítulo 5

Este conjunto de modelos consiste na utilização de uma densidade solar a partir da composição química ASG05 [Asplund et al., 2005a]. Verificamos que o termo, $\epsilon(r)$, aplicado à definição da circulação meridional definida no Capítulo 5 tem uma contribuição pouco diferente daquela determinada a partir da composição química GS98 [Grevesse and Sauval, 1998] na zona convectiva.

O tempo de advecção definido a partir desta alteração é semelhante àquele determinado a partir do termo, $\epsilon(r)$ associado à densidade solar GS98, como a Figura 5.2b indica, o ligeiro desvio da base da zona convectiva interfere pouco no tempo de advecção, como podemos ver na Figura A.1.

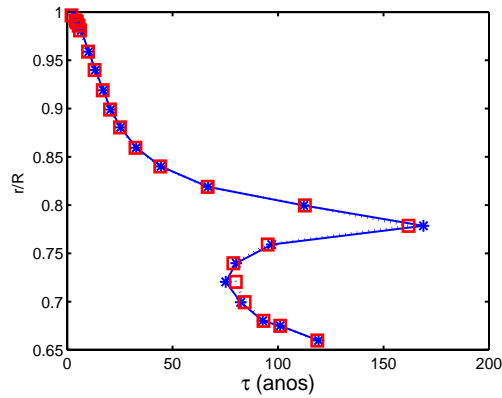


Figura A.1: Tempo de advecção associado à nova formulação de v_{θ} (circulação meridional do modelo SSM) a partir da composição química [Asplund et al., 2005a] (quadrados a vermelho) e de [Grevesse and Sauval, 1998] (estrelas ponteadas a azul). Fonte: Elaborada pela autora.

Esta ligeira diferença não é visível nos diagramas do campo magnético referentes à Figura A.2, no qual, obtemos ciclos de campo magnético com as mesmas características que aquelas encontradas nos modelos do Capítulo 5.

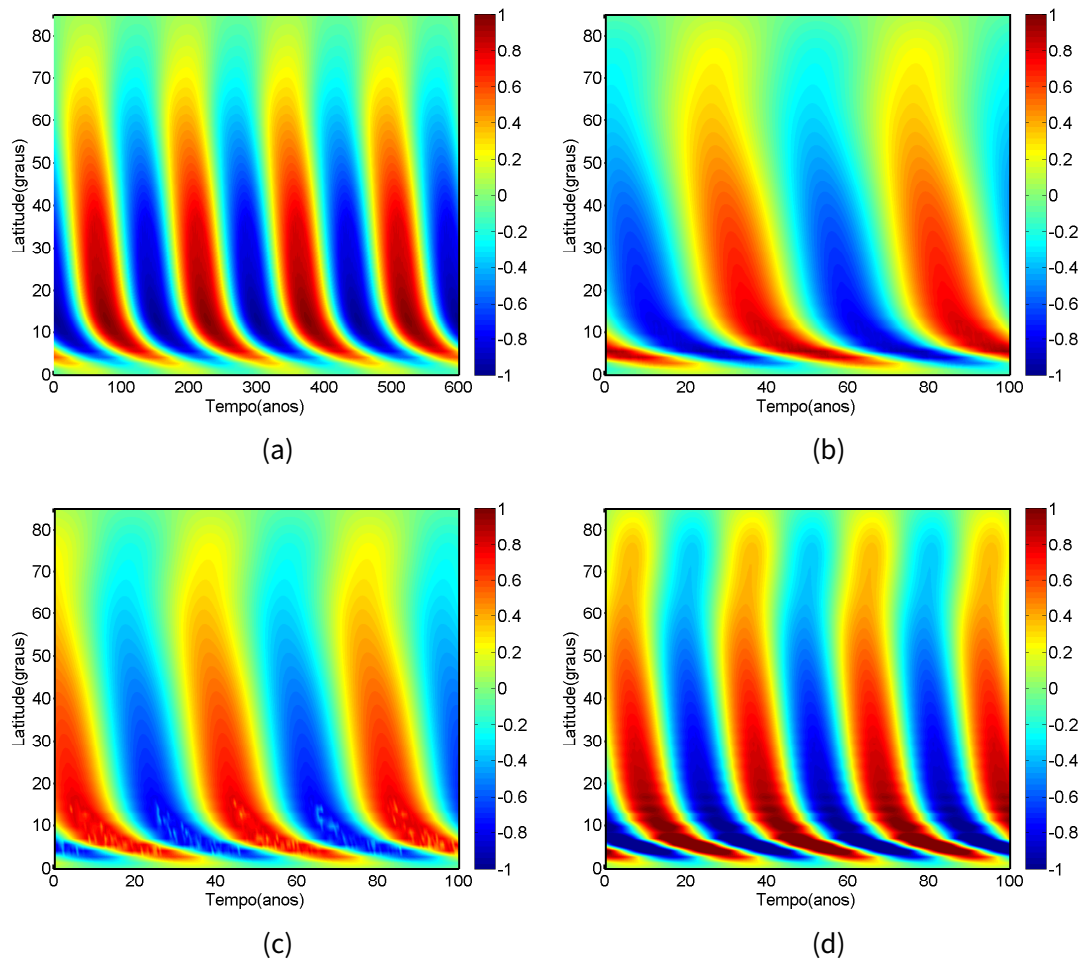


Figura A.2: Evolução da componente toroidal para vários modelos SSM consoante os valores de R_t , $R_t = 1R_\odot$ (a), $R_t = 0.99R_\odot$ (b), $R_t = 0.98R_\odot$ (c), $R_t = 0.96R_\odot$ (d), considerando para a modelização a composição química de Asplund et al [2005]. A escala a cores mostra a intensidade da componente toroidal. Fonte: Elaborada pela autora.

A.2 Resultados complementares à Secção 6.2.1 do Capítulo

6

Nesta Secção demonstramos a importância do transporte meridional nas camadas de superfície em modelos de dínamo definidos no Capítulo 6.

A Figura A.3 representa o diagrama do campo magnético associado a um transporte meridional definido apenas entre $0.825R_{\odot}$ e a superfície, como descrito na Figura 6.3c da Secção 6.2.1. A Figura A.4 representa a influência de uma distribuição multicelular de circulação meridional entre $0.825R_{\odot}$ e a superfície para a evolução do campo magnético. Em comparação aos modelos apresentados na Secção 6.2.1 do Capítulo 6, verificamos a fraca dependência do transporte meridional nas camadas subjacentes da superfície para a amplificação do campo toroidal na base da zona convectiva.

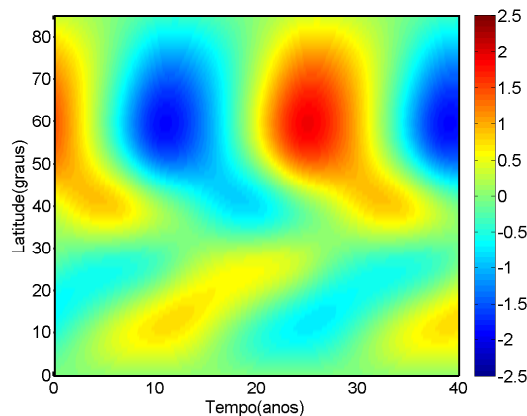


Figura A.3: Evolução da componente toroidal do campo magnético, B_{ϕ} na base da zona convectiva a partir da circulação meridional do modelo SSM3 (Figura (6.3c), linha vermelha) considerando o perfil de rotação diferencial ilustrado na Figura (4.2a) , num regime difusivo, isto é, para $\eta_p = 2.2 \times 10^{12} cm^2/s$. A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

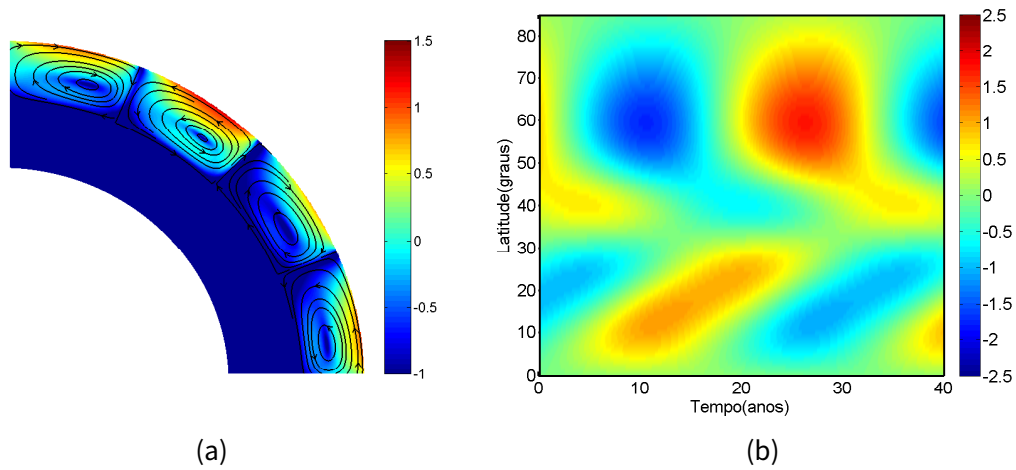


Figura A.4: Circulação meridional definida por quatro células em latitude entre $0.827R_\odot$ e $1R_\odot$ para o modelo SSM (a). A escala de cores descreve a amplitude em base logarítmica de 10. Evolução da componente toroidal do campo magnético, B_ϕ na base da zona convectiva num regime difusivo, para o respetivo modelo SSM (b). A escala a cores está em unidades arbitrárias. Fonte: Elaborada pela autora.

Bibliografia

[Adelberger et al., 1998] Adelberger, E. G., Austin, S. M., Bahcall, J. N., Balantekin, A. B., Bogert, G., Brown, L. S., Buchmann, L., Cecil, F. E., Champagne, A. E., de Braekeleer, L., Duba, C. A., Elliott, S. R., Freedman, S. J., Gai, M., Goldring, G., Gould, C. R., Gruzinov, A., Haxton, W. C., Heeger, K. M., Henley, E., Johnson, C. W., Kamionkowski, M., Kavanagh, R. W., Koonin, S. E., Kubodera, K., Langanke, K., Motobayashi, T., Pandharipande, V., Parker, P., Robertson, R. G., Rolfs, C., Sawyer, R. F., Shaviv, N., Shoppa, T. D., Snover, K. A., Swanson, E., Tribble, R. E., Turck-Chièze, S., and Wilkerson, J. F. (1998). Solar fusion cross sections. *Reviews of Modern Physics*, 70:1265–1291.

[Adelberger et al., 2011] Adelberger, E. G., García, A., Robertson, R. G. H., Snover, K. A., Balantekin, A. B., Heeger, K., Ramsey-Musolf, M. J., Bemmerer, D., Junghans, A., Bertulani, C. A., Chen, J.-W., Costantini, H., Prati, P., Couder, M., Uberseder, E., Wiescher, M., Cyburt, R., Davids, B., Freedman, S. J., Gai, M., Gazit, D., Gialanella, L., Imbriani, G., Greife, U., Hass, M., Haxton, W. C., Itahashi, T., Kubodera, K., Langanke, K., Leitner, D., Leitner, M., Vetter, P., Winslow, L., Marcucci, L. E., Motobayashi, T., Mukhamedzhanov, A., Tribble, R. E., Nollett, K. M., Nunes, F. M., Park, T.-S., Parker, P. D., Schiavilla, R., Simpson, E. C., Spitaleri, C., Strieder, F., Trautvetter, H.-P., Suemmerer, K., and Typel, S. (2011). Solar fusion cross sections. II. The pp chain and CNO cycles. *Reviews of Modern Physics*, 83:195–246.

[Alexander and Ferguson, 1994] Alexander, D. R. and Ferguson, J. W. (1994). Low-temperature Rosseland opacities. *apj*, 437:879–891.

- [Antia et al., 1998] Antia, H. M., Basu, S., and Chitre, S. M. (1998). Solar internal rotation rate and the latitudinal variation of the tachocline. *mnras*, 298:543–556.
- [Asplund et al., 2005a] Asplund, M., Grevesse, N., and Sauval, A. J. (2005a). The Solar Chemical Composition. In Barnes, III, T. G. and Bash, F. N., editors, *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, volume 336 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 25.
- [Asplund et al., 2004] Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., Allende Prieto, C., and Kiselman, D. (2004). Line formation in solar granulation. IV. [O I], O I and OH lines and the photospheric O abundance. *aap*, 417:751–768.
- [Asplund et al., 2005b] Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., Allende Prieto, C., and Kiselman, D. (2005b). Line formation in solar granulation. IV. [O I], O I and OH lines and the photospheric O abundance. *aap*, 435:339–340.
- [Asplund et al., 2009] Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., and Scott, P. (2009). The Chemical Composition of the Sun. *araa*, 47:481–522.
- [Atkinson, 1931] Atkinson, R. D. (1931). Atomic Synthesis and Stellar Energy. *nat*, 128:194–196.
- [Babcock, 1959] Babcock, H. D. (1959). The Sun's Polar Magnetic Field. *apj*, 130:364.
- [Babcock, 1961] Babcock, H. W. (1961). The Topology of the Sun's Magnetic Field and the 22-YEAR Cycle. *apj*, 133:572.
- [Babcock and Babcock, 1955] Babcock, H. W. and Babcock, H. D. (1955). The Sun's Magnetic Field, 1952-1954. *apj*, 121:349.
- [Bahcall, 1962] Bahcall, J. N. (1962). Electron Capture and Nuclear Matrix Elements of Be⁷. *Physical Review*, 128:1297–1301.
- [Bahcall, 1964] Bahcall, J. N. (1964). Solar Neutrinos. I. Theoretical. *Physical Review Letters*, 12:300–302.
- [Bahcall et al., 1968] Bahcall, J. N., Bahcall, N. A., and Ulrich, R. K. (1968). Mixing in the Sun and Neutrino Fluxes. *aplett*, 2:91.

- [Bahcall et al., 1963] Bahcall, J. N., Fowler, W. A., Iben, Jr., I., and Sears, R. L. (1963). Solar Neutrino Flux. *apj*, 137:344–346.
- [Bahcall et al., 2001] Bahcall, J. N., Pinsonneault, M. H., and Basu, S. (2001). Solar Models: Current Epoch and Time Dependences, Neutrinos, and Helioseismological Properties. *apj*, 555:990–1012.
- [Bahcall et al., 2005] Bahcall, J. N., Serenelli, A. M., and Basu, S. (2005). New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes. *apjl*, 621:L85–L88.
- [Bahcall and Ulrich, 1988] Bahcall, J. N. and Ulrich, R. K. (1988). Solar models, neutrino experiments, and helioseismology. *Reviews of Modern Physics*, 60:297–372.
- [Baliunas et al., 1995] Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., Horne, J. H., Frazer, J., Woodard-Eklund, L., Bradford, M., Rao, L. M., Wilson, O. C., Zhang, Q., Bennett, W., Briggs, J., Carroll, S. M., Duncan, D. K., Figueroa, D., Lanning, H. H., Misch, T., Mueller, J., Noyes, R. W., Poppe, D., Porter, A. C., Robinson, C. R., Russell, J., Shelton, J. C., Soyumer, T., Vaughan, A. H., and Whitney, J. H. (1995). Chromospheric variations in main-sequence stars. *apj*, 438:269–287.
- [Barnabé et al., 2017] Barnabé, R., Strugarek, A., Charbonneau, P., Brun, A. S., and Zahn, J.-P. (2017). Confinement of the solar tachocline by a cyclic dynamo magnetic field. *aap*, 601:A47.
- [Basu, 1997] Basu, S. (1997). Seismology of the base of the solar convection zone. *mnras*, 288:572–584.
- [Basu and Antia, 1998] Basu, S. and Antia, H. M. (1998). Latitudinal Variations in the Properties of the Tachocline. In Korzennik, S., editor, *Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars*, volume 418 of *ESA Special Publication*, page 711.
- [Basu and Antia, 2002] Basu, S. and Antia, H. M. (2002). Temporal variations of the solar meridional flows from ring diagram analysis. In Wilson, A., editor, *From Solar Min to Max: Half a Solar Cycle with SOHO*, volume 508 of *ESA Special Publication*, pages 151–154.
- [Basu and Antia, 2003] Basu, S. and Antia, H. M. (2003). Changes in Solar Dynamics from 1995 to 2002. *apj*, 585:553–565.

- [Basu and Antia, 2004] Basu, S. and Antia, H. M. (2004). Constraining Solar Abundances Using Helioseismology. *apjl*, 606:L85–L88.
- [Basu et al., 2004] Basu, S., Antia, H. M., and Bogart, R. S. (2004). Ring-Diagram Analysis of the Structure of Solar Active Regions. *apj*, 610:1157–1168.
- [Basu et al., 2009] Basu, S., Chaplin, W. J., Elsworth, Y., New, R., and Serenelli, A. M. (2009). Fresh Insights on the Structure of the Solar Core. *apj*, 699:1403–1417.
- [Basu and Mandel, 2004] Basu, S. and Mandel, A. (2004). Does Solar Structure Vary with Solar Magnetic Activity? *apjl*, 617:L155–L158.
- [Baturin, 2011] Baturin, V. A. (2011). Adiabatic exponent in isentropic convective zone: A heavy elements abundance and seismic inversion. In *Journal of Physics Conference Series*, volume 271 of *Journal of Physics Conference Series*, page 012036.
- [Baturin et al., 2013] Baturin, V. A., Ayukov, S. V., Gryaznov, V. K., Iosilevskiy, I. L., Fortov, V. E., and Starostin, A. N. (2013). The Current Version of the SAHA-S Equation of State: Improvement and Perspective. In Shibahashi, H. and Lynas-Gray, A. E., editors, *Progress in Physics of the Sun and Stars: A New Era in Helio- and Asteroseismology*, volume 479 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 11.
- [Baturin et al., 2000] Baturin, V. A., Däppen, W., Gough, D. O., and Vorontsov, S. V. (2000). Seismology of the solar envelope: sound-speed gradient in the convection zone and its diagnosis of the equation of state. *mnras*, 316:71–83.
- [Belucz et al., 2015] Belucz, B., Dikpati, M., and Forgács-Dajka, E. (2015). A Babcock-Leighton Solar Dynamo Model with Multi-cellular Meridional Circulation in Advection- and Diffusion-dominated Regimes. *apj*, 806:169.
- [Belvedere et al., 1980] Belvedere, G., Paterno, L., and Stix, M. (1980). Differential rotation set up by latitude-dependent heat transport. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 14:209–224.
- [Bethe, 1939] Bethe, H. A. (1939). Energy Production in Stars. *Physical Review*, 55:434–456.

- [Birch et al., 2016] Birch, A. C., Schunker, H., Braun, D. C., Cameron, R., Gizon, L., Lo ptien, B., and Rempel, M. (2016). A low upper limit on the subsurface rise speed of solar active regions. *Science Advances*, 2:e1600557–e1600557.
- [Böhm, 1958] Böhm, K. H. (1958). Über die Größe der Konvektionselemente in Schichten mit variablem Temperaturgradienten. Mit 2 Textabbildungen. *zap*, 46:245.
- [Böhm-Vitense, 2007] Böhm-Vitense, E. (2007). Chromospheric Activity in G and K Main-Sequence Stars, and What It Tells Us about Stellar Dynamos. *apj*, 657:486–493.
- [Bonanno et al., 2002] Bonanno, A., Elstner, D., Rüdiger, G., and Belvedere, G. (2002). Parity properties of an advection-dominated solar α^2 Omega-dynamo. *aap*, 390:673–680.
- [Brandenburg et al., 1996] Brandenburg, A., Jennings, R. L., Nordlund, Å., Rieutord, M., Stein, R. F., and Tuominen, I. (1996). Magnetic structures in a dynamo simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 306:325–352.
- [Brandenburg and Tuominen, 1991] Brandenburg, A. and Tuominen, I. (1991). The Solar Dynamo. In Tuominen, I., Moss, D., and Rüdiger, G., editors, *IAU Colloq. 130: The Sun and Cool Stars. Activity, Magnetism, Dynamos*, volume 380 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, page 223.
- [Braun and Fan, 1998] Braun, D. C. and Fan, Y. (1998). Helioseismic Measurements of the Subsurface Meridional Flow. *apjl*, 508:L105–L108.
- [Brito and Lopes, 2014] Brito, A. and Lopes, I. (2014). Local Perturbations of the Upper Layers of a Sun-like Star: The Impact on the Acoustic Oscillation Spectrum. *apj*, 782:16.
- [Brito and Lopes, 2017] Brito, A. and Lopes, I. (2017). The CoRoT target HD 49933: a possible seismic signature of heavy elements ionization in the deep convective zone. *mnras*, 466:2123–2130.
- [Brown, 1985] Brown, T. M. (1985). Solar rotation as a function of depth and latitude. *nat*, 317:591–594.

- [Brown et al., 1989] Brown, T. M., Christensen-Dalsgaard, J., Dziembowski, W. A., Goode, P., Gough, D. O., and Morrow, C. A. (1989). Inferring the sun's internal angular velocity from observed p-mode frequency splittings. *apj*, 343:526–546.
- [Brown and Morrow, 1987] Brown, T. M. and Morrow, C. A. (1987). Depth and latitude dependence of solar rotation. *apjl*, 314:L21–L26.
- [Brun et al., 2017] Brun, A. S., Strugarek, A., Varela, J., Matt, S. P., Augustson, K. C., Emeriau, C., DoCao, O. L., Brown, B., and Toomre, J. (2017). On Differential Rotation and Overshooting in Solar-like Stars. *apj*, 836:192.
- [Brun et al., 1998] Brun, A. S., Turck-Chièze, S., and Morel, P. (1998). Standard Solar Models in the Light of New Helioseismic Constraints. I. The Solar Core. *apj*, 506:913–925.
- [Brun et al., 1999] Brun, A. S., Turck-Chièze, S., and Zahn, J. P. (1999). Standard Solar Models in the Light of New Helioseismic Constraints. II. Mixing below the Convective Zone. *apj*, 525:1032–1041.
- [Bumba and Howard, 1965] Bumba, V. and Howard, R. (1965). Large-Scale Distribution of Solar Magnetic Fields. *apj*, 141:1502.
- [Caligari et al., 1995] Caligari, P., Moreno-Insertis, F., and Schüssler, M. (1995). Emerging flux tubes in the solar convection zone. 1: Asymmetry, tilt, and emergence latitude. *apj*, 441:886–902.
- [Cameron and Schüssler, 2016] Cameron, R. H. and Schüssler, M. (2016). The turbulent diffusion of toroidal magnetic flux as inferred from properties of the sunspot butterfly diagram. *aap*, 591:A46.
- [Cameron and Schüssler, 2017a] Cameron, R. H. and Schüssler, M. (2017a). An update of Leighton's solar dynamo model. *aap*, 599:A52.
- [Cameron and Schüssler, 2017b] Cameron, R. H. and Schüssler, M. (2017b). Understanding Solar Cycle Variability. *apj*, 843:111.
- [Cardoso and Lopes, 2012] Cardoso, E. and Lopes, I. (2012). Impact of a Realistic Density Stratification on a Simple Solar Dynamo Calculation. *apj*, 757:71.

- [Carrington, 1858] Carrington, R. C. (1858). On the Distribution of the Solar Spots in Latitudes since the Beginning of the Year 1854, with a Map. *mnras*, 19:1–3.
- [Ceillier et al., 2011] Ceillier, T., Ballot, J., Garcia, R. A., Davies, G. R., Mathur, S., Metcalfe, T. S., and Salabert, D. (2011). HD 49933: A laboratory for magnetic activity cycles. *ArXiv e-prints*.
- [Chaplin et al., 2014] Chaplin, W. J., Basu, S., Huber, D., Serenelli, A., Casagrande, L., Silva Aguirre, V., Ball, W. H., Creevey, O. L., Gizon, L., Handberg, R., Karoff, C., Lutz, R., Marques, J. P., Miglio, A., Stello, D., Suran, M. D., Pricopi, D., Metcalfe, T. S., Monteiro, M. J. P. F. G., Molenda-Żakowicz, J., Appourchaux, T., Christensen-Dalsgaard, J., Elsworth, Y., García, R. A., Houdek, G., Kjeldsen, H., Bonanno, A., Campante, T. L., Corsaro, E., Gaulme, P., Hekker, S., Mathur, S., Mosser, B., Régulo, C., and Salabert, D. (2014). Asteroseismic Fundamental Properties of Solar-type Stars Observed by the NASA Kepler Mission. *apjs*, 210:1.
- [Chaplin et al., 1999] Chaplin, W. J., Christensen-Dalsgaard, J., Elsworth, Y., Howe, R., Isaak, G. R., Larsen, R. M., New, R., Schou, J., Thompson, M. J., and Tomczyk, S. (1999). Rotation of the solar core from BiSON and LOWL frequency observations. *mnras*, 308:405–414.
- [Chaplin et al., 1996] Chaplin, W. J., Elsworth, Y., Howe, R., Isaak, G. R., McLeod, C. P., Miller, B. A., and New, R. (1996). Solar core rotation: low-degree solar p-mode rotational splitting results from BiSON*. *mnras*, 280:849–853.
- [Chaplin et al., 1998] Chaplin, W. J., Elsworth, Y., Isaak, G. R., Lines, R., McLeod, C. P., Miller, B. A., and New, R. (1998). An analysis of solar p-mode frequencies extracted from BiSON data: 1991-1996. *mnras*, 300:1077–1090.
- [Chaplin et al., 2001] Chaplin, W. J., Elsworth, Y., Isaak, G. R., Marchenkov, K. I., Miller, B. A., and New, R. (2001). Changes to low-l solar p-mode frequencies over the solar cycle: correlations on different time-scales. *mnras*, 322:22–30.
- [Chaplin et al., 2004] Chaplin, W. J., Elsworth, Y., Isaak, G. R., Miller, B. A., and New, R. (2004). The solar cycle as seen by low-l p-mode frequencies: comparison with global and decomposed activity proxies. *mnras*, 352:1102–1108.
- [Charbonneau, 2007] Charbonneau, P. (2007). Babcock Leighton models of the solar cycle: Questions and issues. *Advances in Space Research*, 39:1661–1669.

- [Charbonneau, 2010] Charbonneau, P. (2010). Dynamo Models of the Solar Cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, 7.
- [Charbonneau et al., 1999] Charbonneau, P., Christensen-Dalsgaard, J., Henning, R., Larsen, R. M., Schou, J., Thompson, M. J., and Tomczyk, S. (1999). Helioseismic Constraints on the Structure of the Solar Tachocline. *apj*, 527:445–460.
- [Charbonneau and MacGregor, 1997] Charbonneau, P. and MacGregor, K. B. (1997). Solar Interface Dynamos. II. Linear, Kinematic Models in Spherical Geometry. *apj*, 486:502–520.
- [Chatterjee and Choudhuri, 2006] Chatterjee, P. and Choudhuri, A. R. (2006). On Magnetic Coupling Between the Two Hemispheres in Solar Dynamo Models. *solphys*, 239:29–39.
- [Chatterjee et al., 2004] Chatterjee, P., Nandy, D., and Choudhuri, A. R. (2004). Full-sphere simulations of a circulation-dominated solar dynamo: Exploring the parity issue. *aap*, 427:1019–1030.
- [Chatterjee et al., 2017] Chatterjee, S., Mandal, S., and Banerjee, D. (2017). Variation of Supergranule Parameters with Solar Cycles: Results from Century-long Kodaikanal Digitized Ca ii K Data. *apj*, 841:70.
- [Chen et al., 2017] Chen, F., Rempel, M., and Fan, Y. (2017). Emergence of magnetic flux generated in a solar convective dynamo. I: Formation of Sunspots and Active regions, and Origin of Their Asymmetries. *ArXiv e-prints*.
- [Choudhuri, 1989] Choudhuri, A. R. (1989). The evolution of loop structures in flux rings within the solar convection zone. *solphys*, 123:217–239.
- [Choudhuri, 1990] Choudhuri, A. R. (1990). On the possibility of an alpha-sq omega-type dynamo in a thin layer inside the sun. *apj*, 355:733–744.
- [Choudhuri, 1992] Choudhuri, A. R. (1992). Stochastic fluctuations of the solar dynamo. *aap*, 253:277–285.
- [Choudhuri, 1999a] Choudhuri, A. R. (1999a). Book Review: The physics of fluids and plasmas / Cambridge U Press, 1998. *The Observatory*, 119:234.

- [Choudhuri, 1999b] Choudhuri, A. R. (1999b). The solar dynamo. *Current Science*, 77:1475.
- [Choudhuri, 2003] Choudhuri, A. R. (2003). On the Connection Between Mean Field Dynamo Theory and Flux Tubes. *solphys*, 215:31–55.
- [Choudhuri, 2015] Choudhuri, A. R. (2015). A Critical Assessment of the Flux Transport Dynamo. *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 36:5–14.
- [Choudhuri, 2017] Choudhuri, A. R. (2017). Starspots, stellar cycles and stellar flares: Lessons from solar dynamo models. *Science China Physics, Mechanics, and Astronomy*, 60:413.
- [Choudhuri et al., 2007] Choudhuri, A. R., Chatterjee, P., and Jiang, J. (2007). Predicting Solar Cycle 24 With a Solar Dynamo Model. *Physical Review Letters*, 98(13):131103.
- [Choudhuri and Dikpati, 1999] Choudhuri, A. R. and Dikpati, M. (1999). On the large-scale diffuse magnetic field of the Sun - II.The Contribution of Active Regions. *solphys*, 184:61–76.
- [Choudhuri and D’Silva, 1990] Choudhuri, A. R. and D’Silva, S. (1990). Influence of turbulence on rising flux tubes in the solar convection zone. *aap*, 239:326–334.
- [Choudhuri and Gilman, 1987] Choudhuri, A. R. and Gilman, P. A. (1987). The influence of the Coriolis force on flux tubes rising through the solar convection zone. *apj*, 316:788–800.
- [Choudhuri and Hazra, 2015] Choudhuri, A. R. and Hazra, G. (2015). The treatment of magnetic buoyancy in flux transport dynamo models. *ArXiv e-prints*.
- [Choudhuri and Konar, 2002] Choudhuri, A. R. and Konar, S. (2002). Diamagnetic screening of the magnetic field in accreting neutron stars. *mnras*, 332:933–944.
- [Choudhuri et al., 2005] Choudhuri, A. R., Nandy, D., and Chatterjee, P. (2005). Reply to the Comments of Dikpati et al. *aap*, 437:703–704.
- [Choudhuri et al., 1995] Choudhuri, A. R., Schussler, M., and Dikpati, M. (1995). The solar dynamo with meridional circulation. *aap*, 303:L29.
- [Christensen-Dalsgaard, 2002] Christensen-Dalsgaard, J. (2002). Helioseismology. *Reviews of Modern Physics*, 74:1073–1129.

- [Christensen-Dalsgaard and Berthomieu, 1991] Christensen-Dalsgaard, J. and Berthomieu, G. (1991). *Theory of solar oscillations*, pages 401–478.
- [Christensen-Dalsgaard et al., 1991] Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D. O., and Thompson, M. J. (1991). The depth of the solar convection zone. *apj*, 378:413–437.
- [Christensen-Dalsgaard et al., 1993] Christensen-Dalsgaard, J., Proffitt, C. R., and Thompson, M. J. (1993). Effects of diffusion on solar models and their oscillation frequencies. *apjl*, 403:L75–L78.
- [Christensen-Dalsgaard and Schou, 1988] Christensen-Dalsgaard, J. and Schou, J. (1988). Differential rotation in the solar interior. In Rolfe, E. J., editor, *Seismology of the Sun and Sun-Like Stars*, volume 286 of *ESA Special Publication*.
- [Corbard and Thompson, 2002] Corbard, T. and Thompson, M. J. (2002). The subsurface radial gradient of solar angular velocity from MDI f-mode observations. *solphys*, 205:211–229.
- [Couvidat et al., 2003] Couvidat, S., Turck-Chièze, S., and Kosovichev, A. G. (2003). Solar Seismic Models and the Neutrino Predictions. *apj*, 599:1434–1448.
- [Cowan et al., 1956] Cowan, Jr., C. L., Reines, F., Harrison, F. B., Kruse, H. W., and McGuire, A. D. (1956). Detection of the Free Neutrino: A Confirmation. *Science*, 124:103–104.
- [Crane, 1948] Crane, H. R. (1948). The Energy and Momentum Relations in the Beta-Decay, and the Search for the Neutrino. *Reviews of Modern Physics*, 20:278–295.
- [Daepfen et al., 1988] Daepfen, W., Mihalas, D., Hummer, D. G., and Mihalas, B. W. (1988). The equation of state for stellar envelopes. III - Thermodynamic quantities. *apj*, 332:261–270.
- [Davidson, 2001] Davidson, P. A. (2001). *An Introduction to Magnetohydrodynamics*.
- [Deluca and Gilman, 1986] Deluca, E. E. and Gilman, P. A. (1986). Dynamo theory for the interface between the convection zone and the radiative interior of a star: Part I model equations and exact solutions. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 37:85–127.

- [Deng et al., 2016] Deng, L. H., Xiang, Y. Y., Qu, Z. N., and An, J. M. (2016). Systematic Regularity of Hemispheric Sunspot Areas Over the Past 140 Years. *aj*, 151:70.
- [Deubner, 1975] Deubner, F.-L. (1975). Observations of low wavenumber nonradial eigenmodes of the sun. *aap*, 44:371–375.
- [DeVore et al., 1984] DeVore, C. R., Boris, J. P., and Sheeley, Jr., N. R. (1984). The concentration of the large-scale solar magnetic field by a meridional surface flow. *solphys*, 92:1–14.
- [Dikpati, 2011] Dikpati, M. (2011). Polar Field Puzzle: Solutions from Flux-transport Dynamo and Surface-transport Models. *apj*, 733:90.
- [Dikpati, 2014] Dikpati, M. (2014). Generating the Sun’s global meridional circulation from differential rotation and turbulent Reynolds stresses. *mnras*, 438:2380–2394.
- [Dikpati et al., 2016a] Dikpati, M., Anderson, J. L., and Mitra, D. (2016a). Data Assimilation in a Solar Dynamo Model Using Ensemble Kalman Filters: Sensitivity and Robustness in Reconstruction of Meridional Flow Speed. *apj*, 828:91.
- [Dikpati and Charbonneau, 1999] Dikpati, M. and Charbonneau, P. (1999). A Babcock-Leighton Flux Transport Dynamo with Solar-like Differential Rotation. *apj*, 518:508–520.
- [Dikpati and Choudhuri, 1994] Dikpati, M. and Choudhuri, A. R. (1994). The evolution of the Sun’s poloidal field. *aap*, 291:975–989.
- [Dikpati and Choudhuri, 1995] Dikpati, M. and Choudhuri, A. R. (1995). On the Large-Scale Diffuse Magnetic Field of the Sun. *solphys*, 161:9–27.
- [Dikpati et al., 2002] Dikpati, M., Corbard, T., Thompson, M. J., and Gilman, P. A. (2002). Flux Transport Solar Dynamos with Near-Surface Radial Shear. *apjl*, 575:L41–L45.
- [Dikpati et al., 2006] Dikpati, M., de Toma, G., and Gilman, P. A. (2006). Predicting the strength of solar cycle 24 using a flux-transport dynamo-based tool. *grl*, 33:L05102.
- [Dikpati et al., 2004] Dikpati, M., de Toma, G., Gilman, P. A., Arge, C. N., and White, O. R. (2004). Diagnostics of Polar Field Reversal in Solar Cycle 23 Using a Flux Transport Dynamo Model. *apj*, 601:1136–1151.

- [Dikpati and Gilman, 2001] Dikpati, M. and Gilman, P. A. (2001). Flux-Transport Dynamos with α -Effect from Global Instability of Tachocline Differential Rotation: A Solution for Magnetic Parity Selection in the Sun. *apj*, 559:428–442.
- [Dikpati and Gilman, 2012] Dikpati, M. and Gilman, P. A. (2012). Theory of Solar Meridional Circulation at High Latitudes. *apj*, 746:65.
- [Dikpati et al., 2010] Dikpati, M., Gilman, P. A., de Toma, G., and Ulrich, R. K. (2010). Impact of changes in the Sun’s conveyor-belt on recent solar cycles. *grl*, 37:L14107.
- [Dikpati et al., 2005] Dikpati, M., Rempel, M., Gilman, P. A., and MacGregor, K. B. (2005). Comments on “Full-sphere simulations of circulation-dominated solar dynamo: Exploring the parity issue”. *aap*, 437:699–702.
- [Dikpati et al., 2016b] Dikpati, M., Suresh, A., and Burkepile, J. (2016b). Cyclic Evolution of Coronal Fields from a Coupled Dynamo Potential-Field Source-Surface Model. *solphys*, 291:339–355.
- [D’Silva and Choudhuri, 1990] D’Silva, S. and Choudhuri, A. R. (1990). Effect of Turbulence on Emerging Magnetic Flux Tubes in the Convection Zone. In Priest, E. R. and Krishan, V., editors, *Basic Plasma Processes on the Sun*, volume 142 of *IAU Symposium*, page 60.
- [D’Silva and Choudhuri, 1993] D’Silva, S. and Choudhuri, A. R. (1993). A theoretical model for tilts of bipolar magnetic regions. *aap*, 272:621.
- [Durney, 1995] Durney, B. R. (1995). On a Babcock-Leighton dynamo model with a deep-seated generating layer for the toroidal magnetic field. *solphys*, 160:213–235.
- [Durney, 1997] Durney, B. R. (1997). On a Babcock-Leighton Solar Dynamo Model with a Deep-seated Generating Layer for the Toroidal Magnetic Field. IV. *apj*, 486:1065–1077.
- [Duvall, 1995] Duvall, Jr., T. L. (1995). Other Groundbased Observations. In *Helioseismology*, volume 376 of *ESA Special Publication*, page 107.
- [Duvall et al., 1984] Duvall, Jr., T. L., Dziembowski, W. A., Goode, P. R., Gough, D. O., Harvey, J. W., and Leibacher, J. W. (1984). Internal rotation of the sun. *nat*, 310:22–25.

- [Dwivedi and Parker, 2007] Dwivedi, B. N. and Parker, F. b. E. N. (2007). *Dynamic Sun*.
- [Dziembowski and Goode, 1991] Dziembowski, W. A. and Goode, P. R. (1991). Seismology for the fine structure in the sun's oscillations varying with its activity cycle. *apj*, 376:782–786.
- [Dzitko et al., 1995] Dzitko, H., Turck-Chieze, S., Delbourgo-Salvador, P., and Lagrange, C. (1995). The Screened Nuclear Reaction Rates and the Solar Neutrino Puzzle. *apj*, 447:428.
- [Eddington, 1920] Eddington, A. S. (1920). The internal constitution of the stars. *The Observatory*, 43:341–358.
- [Eddington, 1926] Eddington, A. S. (1926). The Source of Stellar Energy. *nat*, 117:25–32.
- [Elsworth et al., 1994] Elsworth, Y., Howe, R., Isaak, G. R., McLeod, C. P., Miller, B. A., New, R., Speake, C. C., and Wheeler, S. J. (1994). Solar p-mode frequencies and their dependence on solar activity recent results from the BISON network. *apj*, 434:801–806.
- [Elsworth et al., 1990] Elsworth, Y., Howe, R., Isaak, G. R., McLeod, C. P., and New, R. (1990). Variation of low-order acoustic solar oscillations over the solar cycle. *nat*, 345:322–324.
- [Fan, 2008] Fan, Y. (2008). The Three-dimensional Evolution of Buoyant Magnetic Flux Tubes in a Model Solar Convective Envelope. *apj*, 676:680–697.
- [Fan et al., 1993] Fan, Y., Fisher, G. H., and Deluca, E. E. (1993). The origin of morphological asymmetries in bipolar active regions. *apj*, 405:390–401.
- [Featherstone and Miesch, 2015] Featherstone, N. A. and Miesch, M. S. (2015). Meridional Circulation in Solar and Stellar Convection Zones. *apj*, 804:67.
- [Fukuda et al., 2000] Fukuda, S., Fukuda, Y., Ishitsuka, M., Itow, Y., Kajita, T., Kameda, J., Kaneyuki, K., Kobayashi, K., Koshio, Y., Miura, M., Moriyama, S., Nakahata, M., Nakayama, S., Obayashi, Y., Okada, A., Okumura, K., Sakurai, N., Shiozawa, M., Suzuki, Y., Takeuchi, H., Takeuchi, Y., Toshito, T., Totsuka, Y., Yamada, S., Earl, M., Habig, A., Kearns, E., Messier, M. D., Scholberg, K., Stone, J. L., Sulak, L. R., Walter, C. W., Goldhaber, M., Barszczak, T., Casper, D., Gajewski, W., Kropp, W. R., Mine, S., Price, L. R., Smy, M., Sobel, H. W., Vagins, M. R., Ganezer, K. S., Keig, W. E., Ellsworth, R. W., Tasaka, S., Kibayashi, A., Learned, J. G., Matsuno, S., Takemori, D., Hayato, Y., Ishii, T., Kobayashi, T., Nakamura, K., Oyama, Y.,

- Sakai, A., Sakuda, M., Sasaki, O., Kohama, M., Suzuki, A. T., Inagaki, T., Nishikawa, K., Haines, T. J., Blaufuss, E., Kim, B. K., Sanford, R., Svoboda, R., Chen, M. L., Goodman, J. A., Guillian, G., Sullivan, G. W., Hill, J., Jung, C. K., Martens, K., Malek, M., Mauger, C., McGrew, C., Sharkey, E., Viren, B., Yanagisawa, C., Kirisawa, M., Inaba, S., Mitsuda, C., Miyano, K., Okazawa, H., Saji, C., Takahashi, M., Takahata, M., Nagashima, Y., Nitta, K., Takita, M., Yoshida, M., Kim, S. B., Ishizuka, T., Etoh, M., Gando, Y., Hasegawa, T., Inoue, K., Ishihara, K., Maruyama, T., Shirai, J., Suzuki, A., Koshiya, M., Hatakeyama, Y., Ichikawa, Y., Koike, M., Nishijima, K., Fujiyasu, H., Ishino, H., Morii, M., Watanabe, Y., Golebiewska, U., Kielczewska, D., Boyd, S. C., Stachyra, A. L., Wilkes, R. J., and Young, K. K. (2000). Tau Neutrinos Favored over Sterile Neutrinos in Atmospheric Muon Neutrino Oscillations. *Physical Review Letters*, 85:3999–4003.
- [Gabriel et al., 1995] Gabriel, A. H., Grec, G., Charra, J., Robillot, J.-M., Roca Cortés, T., Turck-Chièze, S., Bocchia, R., Boumier, P., Cantin, M., Cespédes, E., Cougrand, B., Crétole, J., Damé, L., Decaudin, M., Delache, P., Denis, N., Duc, R., Dzitko, H., Fossat, E., Fourmond, J.-J., García, R. A., Gough, D., Grivel, C., Herreros, J. M., Lagardère, H., Moalic, J.-P., Pallé, P. L., Pétrou, N., Sanchez, M., Ulrich, R., and van der Raay, H. B. (1995). Global Oscillations at Low Frequency from the SOHO Mission (GOLF). *solphys*, 162:61–99.
- [Gamow, 1929] Gamow, G. (1929). Zur Quantentheorie der Atomzertrümmerung. *Zeitschrift für Physik*, 52:510–515.
- [Garcia, 2016] Garcia, R. A. (2016). Global helioseismology (WP4.1): From the Sun to the stars & solar analogs. *ArXiv e-prints*.
- [García et al., 2010] García, R. A., Mathur, S., Salabert, D., Ballot, J., Régulo, C., Metcalfe, T. S., and Baglin, A. (2010). CoRoT Reveals a Magnetic Activity Cycle in a Sun-Like Star. *Science*, 329:1032.
- [Giles et al., 1997] Giles, P. M., Duvall, T. L., Scherrer, P. H., and Bogart, R. S. (1997). A subsurface flow of material from the Sun's equator to its poles. *nat*, 390:52–54.
- [Gilman and Howe, 2003] Gilman, P. A. and Howe, R. (2003). Meridional motion and the slope of isorotation contours. In Sawaya-Lacoste, H., editor, *GONG+ 2002. Local and Glo-*

bal Helioseismology: the Present and Future, volume 517 of *ESA Special Publication*, pages 283–285.

[Gilman and Miller, 1986] Gilman, P. A. and Miller, J. (1986). Nonlinear convection of a compressible fluid in a rotating spherical shell. *apjs*, 61:585–608.

[Gilman et al., 1989] Gilman, P. A., Morrow, C. A., and Deluca, E. E. (1989). Angular momentum transport and dynamo action in the sun - Implications of recent oscillation measurements. *apj*, 338:528–537.

[Glatzmaier, 1985a] Glatzmaier, G. A. (1985a). Numerical simulations of stellar convective dynamos. II - Field propagation in the convection zone. *apj*, 291:300–307.

[Glatzmaier, 1985b] Glatzmaier, G. A. (1985b). Numerical simulations of stellar convective dynamos. III - At the base of the convection zone. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 31:137–150.

[González Hernández et al., 2008] González Hernández, I., Kholikov, S., Hill, F., Howe, R., and Komm, R. (2008). Subsurface Meridional Circulation in the Active Belts. *solphys*, 252:235–245.

[González Hernández et al., 1999] González Hernández, I., Patrón, J., Bogart, R. S., and SOI Ring Diagram Team, T. (1999). Meridional Flows from Ring Diagram Analysis. *apjl*, 510:L153–L156.

[Goode et al., 1991] Goode, P. R., Dziembowski, W. A., Korzennik, S. G., and Rhodes, Jr., E. J. (1991). What we know about the sun's internal rotation from solar oscillations. *apj*, 367:649–657.

[Gough and Thompson, 1990] Gough, D. O. and Thompson, M. J. (1990). The effect of rotation and a buried magnetic field on stellar oscillations. *mnras*, 242:25–55.

[Grevesse et al., 1990] Grevesse, N., Lambert, D. L., Sauval, A. J., van Dishoeck, E. F., Farmer, C. B., and Norton, R. H. (1990). Identification of solar vibration-rotation lines of NH and the solar nitrogen abundance. *aap*, 232:225–230.

- [Grevesse et al., 1991] Grevesse, N., Lambert, D. L., Sauval, A. J., van Dishoeck, E. F., Farmer, C. B., and Norton, R. H. (1991). Vibration-rotation bands of CH in the solar infrared spectrum and the solar carbon abundance. *aap*, 242:488–495.
- [Grevesse and Sauval, 1998] Grevesse, N. and Sauval, A. J. (1998). Standard Solar Composition. *ssr*, 85:161–174.
- [Gribov and Pontecorvo, 1969] Gribov, V. and Pontecorvo, B. (1969). Neutrino astronomy and lepton charge. *Physics Letters B*, 28:493–496.
- [Guenther, 1994] Guenther, D. B. (1994). Nonadiabatic nonradial p-mode frequencies of the standard solar model, with and without helium diffusion. *apj*, 422:400–411.
- [Guenther and Demarque, 1997] Guenther, D. B. and Demarque, P. (1997). Seismic Tests of the Sun’s Interior Structure, Composition, and Age, and Implications for Solar Neutrinos. *apj*, 484:937–959.
- [Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2007] Guerrero, G. and de Gouveia Dal Pino, E. M. (2007). How does the shape and thickness of the tachocline affect the distribution of the toroidal magnetic fields in the solar dynamo? *aap*, 464:341–349.
- [Guerrero and de Gouveia Dal Pino, 2008] Guerrero, G. and de Gouveia Dal Pino, E. M. (2008). Turbulent magnetic pumping in a Babcock-Leighton solar dynamo model. *aap*, 485:267–273.
- [Guerrero et al., 2013a] Guerrero, G., Smolarkiewicz, P. K., Kosovichev, A., and Mansour, N. (2013a). Solar differential rotation: hints to reproduce a near-surface shear layer in global simulations. In Kosovichev, A. G., de Gouveia Dal Pino, E., and Yan, Y., editors, *Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity*, volume 294 of *IAU Symposium*, pages 417–425.
- [Guerrero et al., 2013b] Guerrero, G., Smolarkiewicz, P. K., Kosovichev, A. G., and Mansour, N. N. (2013b). Differential Rotation in Solar-like Stars from Global Simulations. *apj*, 779:176.
- [Guerrero and Muñoz, 2004] Guerrero, G. A. and Muñoz, J. D. (2004). Kinematic solar dynamo models with a deep meridional flow. *mnras*, 350:317–322.

- [Gurgenashvili et al., 2017] Gurgenashvili, E., Zaqarashvili, T. V., Kukhianidze, V., Oliver, R., Ballester, J. L., Dikpati, M., and McIntosh, S. W. (2017). North-south asymmetry in Rieger-type periodicity during solar cycles 19-23. *ArXiv e-prints*.
- [Guzik, 2011] Guzik, J. A. (2011). Recent advances in modeling stellar interiors. *apss*, 336:95–101.
- [Guzik and Mussack, 2010] Guzik, J. A. and Mussack, K. (2010). Exploring Mass Loss, Low-Z Accretion, and Convective Overshoot in Solar Models to Mitigate the Solar Abundance Problem. *apj*, 713:1108–1119.
- [Haber et al., 2002] Haber, D. A., Hindman, B. W., Toomre, J., Bogart, R. S., Larsen, R. M., and Hill, F. (2002). Evolving Submerged Meridional Circulation Cells within the Upper Convection Zone Revealed by Ring-Diagram Analysis. *apj*, 570:855–864.
- [Hale, 1908] Hale, G. E. (1908). On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots. *apj*, 28:315.
- [Hale et al., 1919] Hale, G. E., Ellerman, F., Nicholson, S. B., and Joy, A. H. (1919). The Magnetic Polarity of Sun-Spots. *apj*, 49:153.
- [Harvey et al., 1996] Harvey, J. W., Hill, F., Hubbard, R. P., Kennedy, J. R., Leibacher, J. W., Pintar, J. A., Gilman, P. A., Noyes, R. W., Title, A. M., Toomre, J., Ulrich, R. K., Bhatnagar, A., Kennewell, J. A., Marquette, W., Patron, J., Saa, O., and Yasukawa, E. (1996). The Global Oscillation Network Group (GONG) Project. *Science*, 272:1284–1286.
- [Hathaway, 1996] Hathaway, D. H. (1996). Doppler Measurements of the Sun's Meridional Flow. *apj*, 460:1027.
- [Hathaway, 2011] Hathaway, D. H. (2011). The Sun's Shallow Meridional Circulation. *ArXiv e-prints*.
- [Hathaway, 2012] Hathaway, D. H. (2012). Supergranules as Probes of the Sun's Meridional Circulation. *apj*, 760:84.

- [Hathaway et al., 2003] Hathaway, D. H., Nandy, D., Wilson, R. M., and Reichmann, E. J. (2003). Evidence That a Deep Meridional Flow Sets the Sunspot Cycle Period. *apj*, 589:665–670.
- [Hathaway and Rightmire, 2010] Hathaway, D. H. and Rightmire, L. (2010). Variations in the Sun’s Meridional Flow over a Solar Cycle. *Science*, 327:1350.
- [Hazra et al., 2017] Hazra, G., Choudhuri, A. R., and Miesch, M. S. (2017). A Theoretical Study of the Build-up of the Sun’s Polar Magnetic Field by using a 3D Kinematic Dynamo Model. *apj*, 835:39.
- [Hazra et al., 2014] Hazra, G., Karak, B. B., and Choudhuri, A. R. (2014). Is a Deep One-cell Meridional Circulation Essential for the Flux Transport Solar Dynamo? *apj*, 782:93.
- [Hazra and Nandy, 2016] Hazra, S. and Nandy, D. (2016). A Proposed Paradigm for Solar Cycle Dynamics Mediated via Turbulent Pumping of Magnetic Flux in Babcock-Leighton-type Solar Dynamos. *apj*, 832:9.
- [Holmgren and Johnston, 1959] Holmgren, H. D. and Johnston, R. L. (1959). $H^3(\alpha, \gamma)Li^7$ and $He^3(\alpha, \gamma)Be^7$ Reactions. *Physical Review*, 113:1556–1559.
- [Holweger, 2001] Holweger, H. (2001). Photospheric abundances: Problems, updates, implications. In Wimmer-Schweingruber, R. F., editor, *Joint SOHO/ACE workshop “Solar and Galactic Composition”*, volume 598 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 23–30.
- [Hotta and Yokoyama, 2010] Hotta, H. and Yokoyama, T. (2010). Solar Parity Issue with Flux-transport Dynamo. *apjl*, 714:L308–L312.
- [Howard and Labonte, 1981] Howard, R. and Labonte, B. J. (1981). Surface magnetic fields during the solar activity cycle. *solphys*, 74:131–145.
- [Howard, 1996] Howard, R. F. (1996). Axial Tilt Angles of Active Regions. *solphys*, 169:293–301.
- [Howe, 2009] Howe, R. (2009). Solar Interior Rotation and its Variation. *Living Reviews in Solar Physics*, 6.

- [Howe et al., 1999] Howe, R., Komm, R., and Hill, F. (1999). Solar Cycle Changes in GONG P-Mode Frequencies, 1995-1998. *apj*, 524:1084–1095.
- [Hummer and Mihalas, 1988] Hummer, D. G. and Mihalas, D. (1988). The equation of state for stellar envelopes. I - an occupation probability formalism for the truncation of internal partition functions. *apj*, 331:794–814.
- [Iglesias and Rogers, 1996] Iglesias, C. A. and Rogers, F. J. (1996). Updated Opal Opacities. *apj*, 464:943.
- [Iglesias and Rose, 1996] Iglesias, C. A. and Rose, S. J. (1996). Corrections to Bremsstrahlung and Thomson Scattering at the Solar Center. *apjl*, 466:L115.
- [Jackiewicz et al., 2015] Jackiewicz, J., Serebryanskiy, A., and Kholikov, S. (2015). Meridional Flow in the Solar Convection Zone. II. Helioseismic Inversions of GONG Data. *apj*, 805:133.
- [Jiang and Cao, 2017] Jiang, J. and Cao, J. (2017). Predicting solar surface large-scale magnetic field of Cycle 24. *ArXiv e-prints*.
- [Jiang et al., 2007] Jiang, J., Chatterjee, P., and Choudhuri, A. R. (2007). Solar activity forecast with a dynamo model. *mnras*, 381:1527–1542.
- [Jouve and Brun, 2007] Jouve, L. and Brun, A. S. (2007). On the role of meridional flows in flux transport dynamo models. *aap*, 474:239–250.
- [Käpylä et al., 2016] Käpylä, M. J., Käpylä, P. J., Olsper, N., Brandenburg, A., Warnecke, J., Karak, B. B., and Pelt, J. (2016). Multiple dynamo modes as a mechanism for long-term solar activity variations. *aap*, 589:A56.
- [Käpylä et al., 2006] Käpylä, P. J., Korpi, M. J., Ossendrijver, M., and Stix, M. (2006). Magnetoconvection and dynamo coefficients. III. α -effect and magnetic pumping in the rapid rotation regime. *aap*, 455:401–412.
- [Käpylä et al., 2012] Käpylä, P. J., Mantere, M. J., and Brandenburg, A. (2012). Cyclic Magnetic Activity due to Turbulent Convection in Spherical Wedge Geometry. *apjl*, 755:L22.
- [Karak and Brandenburg, 2016] Karak, B. B. and Brandenburg, A. (2016). Is the Small-scale Magnetic Field Correlated with the Dynamo Cycle? *apj*, 816:28.

- [Karak and Cameron, 2016] Karak, B. B. and Cameron, R. (2016). Babcock-Leighton solar dynamo: the role of downward pumping and the equatorward propagation of activity. In *AAS/Solar Physics Division Meeting*, volume 47 of *AAS/Solar Physics Division Meeting*, page 7.17.
- [Karak and Miesch, 2017] Karak, B. B. and Miesch, M. (2017). Solar Cycle Variability Induced by Tilt Angle Scatter in a Babcock–Leighton Solar Dynamo Model. *ArXiv e-prints*.
- [Karak and Nandy, 2012] Karak, B. B. and Nandy, D. (2012). Turbulent Pumping of Magnetic Flux Reduces Solar Cycle Memory and thus Impacts Predictability of the Sun’s Activity. *apjl*, 761:L13.
- [Kichatinov and Ruediger, 1992] Kichatinov, L. L. and Ruediger, G. (1992). Magnetic-field advection in inhomogeneous turbulence. *aap*, 260:494–498.
- [Kippenhahn and Weigert, 1990] Kippenhahn, R. and Weigert, A. (1990). Book-Review - Stellar Structure and Evolution. *skytel*, 80:504.
- [Kitchatinov and Nepomnyashchikh, 2017] Kitchatinov, L. L. and Nepomnyashchikh, A. A. (2017). A joined model for solar dynamo and differential rotation. *Astronomy Letters*, 43:332–343.
- [Kitchatinov and Olemskoy, 2012] Kitchatinov, L. L. and Olemskoy, S. V. (2012). Solar Dynamo Model with Diamagnetic Pumping and Nonlocal α -Effect. *solphys*, 276:3–17.
- [Kitchatinov and Olemskoy, 2016] Kitchatinov, L. L. and Olemskoy, S. V. (2016). Dynamo model for grand maxima of solar activity: can superflares occur on the Sun? *mnras*, 459:4353–4359.
- [Komm et al., 2013] Komm, R., González Hernández, I., Hill, F., Bogart, R., Rabello-Soares, M. C., and Haber, D. (2013). Subsurface Meridional Flow from HMI Using the Ring-Diagram Pipeline. *solphys*, 287:85–106.
- [Komm et al., 1993a] Komm, R. W., Howard, R. F., and Harvey, J. W. (1993a). Meridional Flow of Small Photospheric Magnetic Features. *solphys*, 147:207–223.

- [Komm et al., 1993b] Komm, R. W., Howard, R. F., and Harvey, J. W. (1993b). Torsional oscillation patterns in photospheric magnetic features. *solphys*, 143:19–39.
- [Korzennik et al., 1990] Korzennik, S. G., Cacciani, A., Rhodes, E. J., and Ulrich, R. K. (1990). Contribution of High-Degree Frequency Splittings to the Inversions of the Solar Rotation Rate. In Osaki, Y. and Shibahashi, H., editors, *Progress of Seismology of the Sun and Stars*, volume 367 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, page 341.
- [Kosovichev, 1996] Kosovichev, A. G. (1996). Helioseismic Constraints on the Gradient of Angular Velocity at the Base of the Solar Convection Zone. *apjl*, 469:L61.
- [Kosovichev et al., 2000] Kosovichev, A. G., Duvall, Jr., T. L., and Scherrer, P. H. (2000). Time-Distance Inversion Methods and Results - (Invited Review). *solphys*, 192:159–176.
- [Kosovichev et al., 2001] Kosovichev, A. G., Duvall, Jr., T. L., Birch, A. C., Gizon, L., Scherrer, P. H., and Zhao, J. (2001). Heliotomography of the outer layers of the Sun. In Wilson, A. and Pallé, P. L., editors, *SOHO 10/GONG 2000 Workshop: Helio- and Asteroseismology at the Dawn of the Millennium*, volume 464 of *ESA Special Publication*, pages 701–706.
- [Kosovichev et al., 1997] Kosovichev, A. G., Schou, J., Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., Hoeksema, J. T., Aloise, J., Bacon, L., Burnette, A., de Forest, C., Giles, P. M., Leibbrand, K., Nigam, R., Rubin, M., Scott, K., Williams, S. D., Basu, S., Christensen-Dalsgaard, J., Dappen, W., Rhodes, Jr., E. J., Duvall, Jr., T. L., Howe, R., Thompson, M. J., Gough, D. O., Sekii, T., Toomre, J., Tarbell, T. D., Title, A. M., Mathur, D., Morrison, M., Saba, J. L. R., Wolfson, C. J., Zayer, I., and Milford, P. N. (1997). Structure and Rotation of the Solar Interior: Initial Results from the MDI Medium-L Program. *solphys*, 170:43–61.
- [Krause and Raedler, 1980] Krause, F. and Raedler, K.-H. (1980). *Mean-field magnetohydrodynamics and dynamo theory*.
- [Latushko, 1993] Latushko, S. (1993). The relationship between meridional drift and rotation of the large-scale solar magnetic field. *solphys*, 146:401–404.
- [Leibacher and Stein, 1971] Leibacher, J. W. and Stein, R. F. (1971). A New Description of the Solar Five-Minute Oscillation. *aplett*, 7:191–192.

- [Leighton, 1969] Leighton, R. B. (1969). A Magneto-Kinematic Model of the Solar Cycle. *apj*, 156:1.
- [Leighton et al., 1962] Leighton, R. B., Noyes, R. W., and Simon, G. W. (1962). Velocity Fields in the Solar Atmosphere. I. Preliminary Report. *apj*, 135:474.
- [Libbrecht, 1988] Libbrecht, K. G. (1988). Solar p-mode frequency splittings. In Rolfe, E. J., editor, *Seismology of the Sun and Sun-Like Stars*, volume 286 of *ESA Special Publication*.
- [Libbrecht, 1989] Libbrecht, K. G. (1989). Solar p-mode frequency splittings. *apj*, 336:1092–1097.
- [Longcope and Choudhuri, 2002] Longcope, D. and Choudhuri, A. R. (2002). The Orientational Relaxation of Bipolar Active Regions. *solphys*, 205:63–92.
- [Longcope and Fisher, 1996] Longcope, D. W. and Fisher, G. H. (1996). The Effects of Convection Zone Turbulence on the Tilt Angles of Magnetic Bipoles. *apj*, 458:380.
- [Lopes and Passos, 2009] Lopes, I. and Passos, D. (2009). Solar Variability Induced in a Dynamo Code by Realistic Meridional Circulation Variations. *solphys*, 257:1–12.
- [Lopes et al., 2014] Lopes, I., Passos, D., Nagy, M., and Petrovay, K. (2014). Oscillator Models of the Solar Cycle. Towards the Development of Inversion Methods. *ssr*, 186:535–559.
- [Lopes and Turck-Chièze, 2013] Lopes, I. and Turck-Chièze, S. (2013). Solar Neutrino Physics Oscillations: Sensitivity to the Electronic Density in the Sun’s Core. *apj*, 765:14.
- [Lopes and Gough, 2001] Lopes, I. P. and Gough, D. (2001). Seismology of stellar envelopes: probing the outer layers of a star through the scattering of acoustic waves. *mnras*, 322:473–485.
- [MacGregor and Charbonneau, 1997] MacGregor, K. B. and Charbonneau, P. (1997). Solar Interface Dynamos. I. Linear, Kinematic Models in Cartesian Geometry. *apj*, 486:484–501.
- [Maunder, 1904] Maunder, E. W. (1904). Note on the distribution of sun-spots in heliographic latitude, 1874-1902. *mnras*, 64:747–761.

- [Metcalf et al., 2016] Metcalfe, T., Egeland, R., and van Saders, J. (2016). Stellar Evidence Of A Solar Dynamo In Transition. In *19th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun (CS19)*, page 28.
- [Michaud and Proffitt, 1993] Michaud, G. and Proffitt, C. R. (1993). Particle transport processes. In Weiss, W. W. and Baglin, A., editors, *IAU Colloq. 137: Inside the Stars*, volume 40 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 246–259.
- [Miesch et al., 2006] Miesch, M. S., Brun, A. S., and Toomre, J. (2006). Solar Differential Rotation Influenced by Latitudinal Entropy Variations in the Tachocline. *apj*, 641:618–625.
- [Miesch et al., 2012] Miesch, M. S., Featherstone, N. A., Rempel, M., and Trampedach, R. (2012). On the Amplitude of Convective Velocities in the Deep Solar Interior. *apj*, 757:128.
- [Miesch and Hindman, 2011] Miesch, M. S. and Hindman, B. W. (2011). Gyroscopic Pumping in the Solar Near-surface Shear Layer. *apj*, 743:79.
- [Mihalas et al., 1988] Mihalas, D., Dappen, W., and Hummer, D. G. (1988). The equation of state for stellar envelopes. II - Algorithm and selected results. *apj*, 331:815–825.
- [Mikheev and Smirnov, 1986] Mikheev, S. P. and Smirnov, A. I. (1986). Resonant amplification of neutrino oscillations in matter and solar-neutrino spectroscopy. *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C*, 9:17–26.
- [Mitra et al., 2011] Mitra, D., Moss, D., Tavakol, R., and Brandenburg, A. (2011). Alleviating α quenching by solar wind and meridional flows. *aap*, 526:A138.
- [Mitra-Kraev and Thompson, 2007] Mitra-Kraev, U. and Thompson, M. J. (2007). Meridional flow profile measurements with SOHO/MDI. *Astronomische Nachrichten*, 328:1009–1012.
- [Moffatt, 1978] Moffatt, H. K. (1978). *Magnetic field generation in electrically conducting fluids*.
- [Monteiro et al., 2001] Monteiro, M. J. P. F. G., Christensen-Dalsgaard, J., Schou, J., and Thompson, M. J. (2001). On the signature of the solar activity at the base of the convective envelope. In Wilson, A. and Pallé, P. L., editors, *SOHO 10/GONG 2000 Workshop: Helio- and Asteroseismology at the Dawn of the Millennium*, volume 464 of *ESA Special Publication*, pages 535–538.

- [Morel, 1997] Morel, P. (1997). CESAM: A code for stellar evolution calculations. *aaps*, 124.
- [Moreno-Insertis, 1983] Moreno-Insertis, F. (1983). Rise times of horizontal magnetic flux tubes in the convection zone of the sun. *aap*, 122:241–250.
- [Moss, 1999] Moss, D. (1999). Non-axisymmetric solar magnetic fields. *mnras*, 306:300–306.
- [Moss and Brooke, 2000] Moss, D. and Brooke, J. (2000). Towards a model for the solar dynamo. *mnras*, 315:521–533.
- [Moss and Sokoloff, 2017] Moss, D. L. and Sokoloff, D. D. (2017). Parity fluctuations in stellar dynamos. *ArXiv e-prints*.
- [Muñoz-Jaramillo et al., 2009] Muñoz-Jaramillo, A., Nandy, D., and Martens, P. C. H. (2009). Helioseismic Data Inclusion in Solar Dynamo Models. *apj*, 698:461–478.
- [Muñoz-Jaramillo et al., 2011] Muñoz-Jaramillo, A., Nandy, D., and Martens, P. C. H. (2011). Magnetic Quenching of Turbulent Diffusivity: Reconciling Mixing-length Theory Estimates with Kinematic Dynamo Models of the Solar Cycle. *apjl*, 727:L23.
- [Muñoz-Jaramillo et al., 2010] Muñoz-Jaramillo, A., Nandy, D., Martens, P. C. H., and Yeates, A. R. (2010). A Double-ring Algorithm for Modeling Solar Active Regions: Unifying Kinematic Dynamo Models and Surface Flux-transport Simulations. *apjl*, 720:L20–L25.
- [Munoz-Jaramillo, 2010] Munoz-Jaramillo, A. (2010). *Towards better constrained models of the solar magnetic cycle*. PhD thesis, Montana State University.
- [Nandy and Choudhuri, 2001] Nandy, D. and Choudhuri, A. R. (2001). Toward a Mean Field Formulation of the Babcock-Leighton Type Solar Dynamo. I. α -Coefficient versus Durney’s Double-Ring Approach. *apj*, 551:576–585.
- [Nandy and Choudhuri, 2002] Nandy, D. and Choudhuri, A. R. (2002). Explaining the Latitudinal Distribution of Sunspots with Deep Meridional Flow. *Science*, 296:1671–1673.
- [Nordlund et al., 1994] Nordlund, Å., Galsgaard, K., and Stein, R. F. (1994). Magnetoconvection and magnetoturbulence. In Rutten, R. J. and Schrijver, C. J., editors, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, volume 433 of *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, page 471.

- [Nordlund et al., 2009] Nordlund, Å., Stein, R. F., and Asplund, M. (2009). Solar Surface Convection. *Living Reviews in Solar Physics*, 6.
- [Ossendrijver et al., 2002] Ossendrijver, M., Stix, M., Brandenburg, A., and Rüdiger, G. (2002). Magnetoconvection and dynamo coefficients. II. Field-direction dependent pumping of magnetic field. *aap*, 394:735–745.
- [Parker, 1955a] Parker, E. N. (1955a). Hydromagnetic Dynamo Models. *apj*, 122:293.
- [Parker, 1955b] Parker, E. N. (1955b). The Formation of Sunspots from the Solar Toroidal Field. *apj*, 121:491.
- [Parker, 1975] Parker, E. N. (1975). The generation of magnetic fields in astrophysical bodies. X - Magnetic buoyancy and the solar dynamo. *apj*, 198:205–209.
- [Parker, 1987] Parker, E. N. (1987). The dynamical oscillation and propulsion of magnetic fields in the convective zone of a star. I - General considerations. *apj*, 312:868–879.
- [Parker, 1993] Parker, E. N. (1993). A solar dynamo surface wave at the interface between convection and nonuniform rotation. *apj*, 408:707–719.
- [Passos et al., 2012] Passos, D., Charbonneau, P., and Beaudoin, P. (2012). An Exploration of Non-kinematic Effects in Flux Transport Dynamos. *solphys*, 279:1–22.
- [Passos and Lopes, 2012] Passos, D. and Lopes, I. (2012). Effects of cyclic fluctuations in meridional circulation using a low-order dynamo model. *mnras*, 422:1709–1713.
- [Piau et al., 2004] Piau, L., Ballot, J., and Turck-Chieze, S. (2004). Astroseismology in open clusters. In Combes, F., Barret, D., Contini, T., Meynadier, F., and Pagani, L., editors, *SF2A-2004: Semaine de l'Astrophysique Francaise*, page 319.
- [Pierce and Lopresto, 1984] Pierce, A. K. and Lopresto, J. C. (1984). Solar rotation from a number of Fraunhofer lines. *solphys*, 93:155–170.
- [Pipin and Kosovichev, 2013] Pipin, V. V. and Kosovichev, A. G. (2013). The Mean-field Solar Dynamo with a Double Cell Meridional Circulation Pattern. *apj*, 776:36.

- [Pipin and Kosovichev, 2017] Pipin, V. V. and Kosovichev, A. G. (2017). Meridional circulation and torsional oscillations in a self-consistent solar dynamo model. *ArXiv e-prints*.
- [Pontecorvo, 1947] Pontecorvo, B. (1947). The neutrino and the recoil of nuclei in beta disintegrations. *Reports on Progress in Physics*, 11:32–42.
- [Proffitt and Michaud, 1991a] Proffitt, C. R. and Michaud, G. (1991a). Diffusion and mixing of lithium and helium in population II dwarfs. *apj*, 371:584–601.
- [Proffitt and Michaud, 1991b] Proffitt, C. R. and Michaud, G. (1991b). Gravitational settling in solar models. *apj*, 380:238–250.
- [Racine et al., 2011] Racine, É., Charbonneau, P., Ghizaru, M., Bouchat, A., and Smolarkiewicz, P. K. (2011). On the Mode of Dynamo Action in a Global Large-eddy Simulation of Solar Convection. *apj*, 735:46.
- [Reines et al., 1960] Reines, F., Cowan, C. L., Harrison, F. B., McGuire, A. D., and Kruse, H. W. (1960). Detection of the Free Antineutrino. *Physical Review*, 117:159–173.
- [Rempel, 2006a] Rempel, M. (2006a). Flux-Transport Dynamos with Lorentz Force Feedback on Differential Rotation and Meridional Flow: Saturation Mechanism and Torsional Oscillations. *apj*, 647:662–675.
- [Rempel, 2006b] Rempel, M. (2006b). Transport of Toroidal Magnetic Field by the Meridional Flow at the Base of the Solar Convection Zone. *apj*, 637:1135–1142.
- [Reshetnyak, 2016] Reshetnyak, M. Y. (2016). Phase space of a two-dimensional model of a Parker dynamo. *Astronomy Reports*, 60:294–305.
- [Roberts, 1972] Roberts, P. H. (1972). Kinematic Dynamo Models. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 272:663–698.
- [Rogers and Nayfonov, 2002] Rogers, F. J. and Nayfonov, A. (2002). Updated and Expanded OPAL Equation-of-State Tables: Implications for Helioseismology. *apj*, 576:1064–1074.
- [Rogers et al., 1996] Rogers, F. J., Swenson, F. J., and Iglesias, C. A. (1996). OPAL Equation-of-State Tables for Astrophysical Applications. *apj*, 456:902.

- [Rosenthal et al., 1999] Rosenthal, C. S., Christensen-Dalsgaard, J., Nordlund, Å., Stein, R. F., and Trampedach, R. (1999). Convective contributions to the frequencies of solar oscillations. *aap*, 351:689–700.
- [Roxburgh, 1985] Roxburgh, I. W. (1985). Present problems of the solar interior. *solphys*, 100:21–51.
- [Rüdiger et al., 2005] Rüdiger, G., Hollerbach, R., and Kulsrud, R. M. (2005). The Magnetic Universe: Geophysical and Astrophysical Dynamo Theory. *Physics Today*, 58(11):56–56.
- [Ruediger and Brandenburg, 1995] Ruediger, G. and Brandenburg, A. (1995). A solar dynamo in the overshoot layer: cycle period and butterfly diagram. *aap*, 296:557.
- [Ruzmaikin, 1985] Ruzmaikin, A. A. (1985). The solar dynamo. *solphys*, 100:125–140.
- [Schad et al., 2011] Schad, A., Timmer, J., and Roth, M. (2011). A Unified Approach to the Helioseismic Inversion Problem of the Solar Meridional Flow from Global Oscillations. *apj*, 734:97.
- [Schad et al., 2013] Schad, A., Timmer, J., and Roth, M. (2013). Global Helioseismic Evidence for a Deeply Penetrating Solar Meridional Flow Consisting of Multiple Flow Cells. *apjl*, 778:L38.
- [Schatten et al., 1978] Schatten, K. H., Scherrer, P. H., Svalgaard, L., and Wilcox, J. M. (1978). Using dynamo theory to predict the sunspot number during solar cycle 21. *grl*, 5:411–414.
- [Schatzman, 1969] Schatzman, E. (1969). Turbulent Transport, Solar Lithium and Solar Neutrinos. *aplett*, 3:139.
- [Scherrer et al., 1995] Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., Hoeksema, J. T., Kosovichev, A. G., Schou, J., Rosenberg, W., Springer, L., Tarbell, T. D., Title, A., Wolfson, C. J., Zayer, I., and MDI Engineering Team (1995). The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager. *solphys*, 162:129–188.
- [Schmitt and Schuessler, 1989] Schmitt, D. and Schuessler, M. (1989). Non-linear dynamos. I - One-dimensional model of a thin layer dynamo. *aap*, 223:343–351.

- [Schou, 1991] Schou, J. (1991). An Inversion for the Rotation Rate in the Solar Interior. In Gough, D. and Toomre, J., editors, *Challenges to Theories of the Structure of Moderate-Mass Stars*, volume 388 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, page 81.
- [Schou et al., 1998] Schou, J., Antia, H. M., Basu, S., Bogart, R. S., Bush, R. I., Chitre, S. M., Christensen-Dalsgaard, J., Di Mauro, M. P., Dziembowski, W. A., Eff-Darwich, A., Gough, D. O., Haber, D. A., Hoeksema, J. T., Howe, R., Korzennik, S. G., Kosovichev, A. G., Larsen, R. M., Pijpers, F. P., Scherrer, P. H., Sekii, T., Tarbell, T. D., Title, A. M., Thompson, M. J., and Toomre, J. (1998). Helioseismic Studies of Differential Rotation in the Solar Envelope by the Solar Oscillations Investigation Using the Michelson Doppler Imager. *apj*, 505:390–417.
- [Schou and Bogart, 1998] Schou, J. and Bogart, R. S. (1998). Flows and Horizontal Displacements from Ring Diagrams. *apjl*, 504:L131–L134.
- [Schove, 1983] Schove, D. J. (1983). *Sunspot cycles*.
- [Schrijver and Zwaan, 2000] Schrijver, C. J. and Zwaan, C. (2000). Solar and stellar magnetic activity. *Cambridge Astrophysics Series*, 34.
- [Schrijver and Zwann, 2000] Schrijver, C. J. and Zwann, C. (2000). Book Review: Solar and stellar magnetic activity / Cambridge U Press, 2000. *Irish Astronomical Journal*, 27:234.
- [Schussler, 1993] Schussler, M. (1993). Flux Tubes and Dynamos. In Krause, F., Radler, K. H., and Rudiger, G., editors, *The Cosmic Dynamo*, volume 157 of *IAU Symposium*, page 27.
- [Schussler et al., 1994] Schussler, M., Caligari, P., Ferriz-Mas, A., and Moreno-Insertis, F. (1994). Instability and eruption of magnetic flux tubes in the solar convection zone. *aap*, 281:L69–L72.
- [Schwabe, 1844] Schwabe, M. (1844). Sonnenbeobachtungen im Jahre 1843. Von Herrn Hofrath Schwabe in Dessau. *Astronomische Nachrichten*, 21:233.
- [Serenelli et al., 2009] Serenelli, A. M., Basu, S., Ferguson, J. W., and Asplund, M. (2009). New Solar Composition: The Problem with Solar Models Revisited. *apjl*, 705:L123–L127.
- [Shaviv and Salpeter, 1971] Shaviv, G. and Salpeter, E. E. (1971). Solar-Neutrino Flux and Stellar Evolution with Mixing. *apj*, 165:171.

- [Sheeley et al., 1985] Sheeley, Jr., N. R., DeVore, C. R., and Boris, J. P. (1985). Simulations of the mean solar magnetic field during sunspot cycle 21. *solphys*, 98:219–239.
- [Simitev et al., 2015] Simitev, R. D., Kosovichev, A. G., and Busse, F. H. (2015). Dynamo Effects Near the Transition from Solar to Anti-Solar Differential Rotation. *apj*, 810:80.
- [Snodgrass, 1984] Snodgrass, H. B. (1984). Separation of large-scale photospheric Doppler patterns. *solphys*, 94:13–31.
- [Snodgrass and Dailey, 1996] Snodgrass, H. B. and Dailey, S. B. (1996). Meridional Motions of Magnetic Features in the Solar Photosphere. *solphys*, 163:21–42.
- [Spiegel and Weiss, 1980] Spiegel, E. A. and Weiss, N. O. (1980). Magnetic activity and variations in solar luminosity. *nat*, 287:616.
- [Spiegel and Zahn, 1992a] Spiegel, E. A. and Zahn, J.-P. (1992a). The solar tachocline. *aap*, 265:106–114.
- [Spiegel and Zahn, 1992b] Spiegel, E. A. and Zahn, J.-P. (1992b). The Turbulent Tachycline. In Giampapa, M. S. and Bookbinder, J. A., editors, *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, volume 26 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 188.
- [Spitzer, 1965] Spitzer, L. (1965). *Physics of fully ionized gases*.
- [Spoerer, 1894] Spoerer, G. (1894). Beobachtungen von Sonnenflecken in den Jahren 1885 bis 1893. *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam*, 32.
- [Steenbeck and Krause, 1966] Steenbeck, M. and Krause, F. (1966). Erklärung stellarer und planetarer Magnetfelder durch einen turbulenzbedingten Dynamomechanismus. *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 21:1285.
- [Steenbeck and Krause, 1969] Steenbeck, M. and Krause, F. (1969). On the Dynamo Theory of Stellar and Planetary Magnetic Fields. I. AC Dynamos of Solar Type. *Astronomische Nachrichten*, 291:49–84.
- [Stein and Nordlund, 1989] Stein, R. F. and Nordlund, A. (1989). Topology of convection beneath the solar surface. *apjl*, 342:L95–L98.

- [Stenflo, 1973] Stenflo, J. O. (1973). Magnetic-Field Structure of the Photospheric Network. *solphys*, 32:41–63.
- [Stix, 1976] Stix, M. (1976). Differential rotation and the solar dynamo. *aap*, 47:243–254.
- [Strugarek et al., 2017] Strugarek, A., Beaudoin, P., Charbonneau, P., Brun, A. S., and do Nascimento, J.-D. (2017). Reconciling solar and stellar magnetic cycles with nonlinear dynamo simulations. *Science*, 357:185–187.
- [Svalgaard et al., 2005] Svalgaard, L., Cliver, E. W., and Kamide, Y. (2005). Sunspot cycle 24: Smallest cycle in 100 years? *grl*, 32:L01104.
- [Thompson et al., 2003] Thompson, M. J., Christensen-Dalsgaard, J., Miesch, M. S., and Toomre, J. (2003). The Internal Rotation of the Sun. *araa*, 41:599–643.
- [Thoul et al., 1994] Thoul, A. A., Bahcall, J. N., and Loeb, A. (1994). Element diffusion in the solar interior. *apj*, 421:828–842.
- [Tilton, 1988] Tilton, G. R. (1988). *Age of the solar system*, pages 259–275.
- [Tobias et al., 1998] Tobias, S. M., Brummell, N. H., Clune, T. L., and Toomre, J. (1998). Pumping of Magnetic Fields by Turbulent Penetrative Convection. *apjl*, 502:L177–L180.
- [Tomczyk et al., 1995] Tomczyk, S., Schou, J., and Thompson, M. J. (1995). Measurement of the Rotation Rate in the Deep Solar Interior. *apjl*, 448:L57.
- [Turck-Chièze et al., 1997] Turck-Chièze, S., Basu, S., Brun, A. S., Christensen-Dalsgaard, J., Eff-Darwich, A., Lopes, I., Pérez Hernández, F., Berthomieu, G., Provost, J., Ulrich, R. K., Baudin, F., Boumier, P., Charra, J., Gabriel, A. H., Garcia, R. A., Grec, G., Renaud, C., Robillot, J. M., and Roca Cortés, T. (1997). First View of the Solar Core from GOLF Acoustic Modes. *solphys*, 175:247–265.
- [Turck-Chieze et al., 1988] Turck-Chieze, S., Cahen, S., Casse, M., and Doom, C. (1988). Revisiting the standard solar model. *apj*, 335:415–424.
- [Turck-Chièze and Couvidat, 2011] Turck-Chièze, S. and Couvidat, S. (2011). Solar neutrinos, helioseismology and the solar internal dynamics. *Reports on Progress in Physics*, 74(8):086901.

- [Turck-Chièze et al., 2001] Turck-Chièze, S., Couvidat, S., Kosovichev, A. G., Gabriel, A. H., Berthomieu, G., Brun, A. S., Christensen-Dalsgaard, J., García, R. A., Gough, D. O., Provost, J., Roca-Cortés, T., Roxburgh, I. W., and Ulrich, R. K. (2001). Solar Neutrino Emission Deduced from a Seismic Model. *apjl*, 555:L69–L73.
- [Turck-Chièze et al., 2004a] Turck-Chièze, S., Couvidat, S., Piau, L., Ferguson, J., Lambert, P., Ballot, J., García, R. A., and Nghiem, P. (2004a). Surprising Sun: A New Step Towards a Complete Picture? *Physical Review Letters*, 93(21):211102.
- [Turck-Chièze et al., 1993] Turck-Chièze, S., Däppen, W., Fossat, E., Provost, J., Schatzman, E., and Vignaud, D. (1993). The solar interior. *physrep*, 230:57–235.
- [Turck-Chièze et al., 2009a] Turck-Chièze, S., Delahaye, F., Gilles, D., Loisel, G., and Piau, L. (2009a). On plasma radiative properties in stellar conditions. *High Energy Density Physics*, 5:132–138.
- [Turck-Chièze et al., 2004b] Turck-Chièze, S., García, R. A., Couvidat, S., Ulrich, R. K., Bertello, L., Varadi, F., Kosovichev, A. G., Gabriel, A. H., Berthomieu, G., Brun, A. S., Lopes, I., Pallé, P., Provost, J., Robillot, J. M., and Roca Cortés, T. (2004b). Looking for Gravity-Mode Multiplets with the GOLF Experiment aboard SOHO. *apj*, 604:455–468.
- [Turck-Chièze et al., 2009b] Turck-Chièze, S., Lamy, P., Carr, C., Carton, P. H., Chevalier, A., Dandouras, I., Defise, J. M., Dewitte, S., Dudok de Wit, T., Halain, J. P., Hasan, S., Hochedez, J. F., Horbury, T., Levacher, P., Meissonier, M., Murphy, N., Rochus, P., Ruzmaikin, A., Schmutz, W., Thuillier, G., and Vivès, S. (2009b). The DynaMICCS perspective. A mission for a complete and continuous view of the Sun dedicated to magnetism, space weather and space climate. *Experimental Astronomy*, 23:1017–1055.
- [Turck-Chieze and Lopes, 1993] Turck-Chieze, S. and Lopes, I. (1993). Toward a unified classical model of the sun - On the sensitivity of neutrinos and helioseismology to the microscopic physics. *apj*, 408:347–367.
- [Turck-chièze et al., 2001] Turck-chièze, S., Nghiem, P., Couvidat, S., and Turcotte, S. (2001). Solar Internal Composition and Nuclear Reaction Rates in the Light of Helioseismology. *solphys*, 200:323–342.

- [Turck-Chièze et al., 2010] Turck-Chièze, S., Palacios, A., Marques, J. P., and Nghiem, P. A. P. (2010). Seismic and Dynamical Solar Models. I. The Impact of the Solar Rotation History on Neutrinos and Seismic Indicators. *apj*, 715:1539–1555.
- [Turck-Chièze et al., 2011] Turck-Chièze, S., Piau, L., and Couvidat, S. (2011). The Solar Energetic Balance Revisited by Young Solar Analogs, Helioseismology, and Neutrinos. *apjl*, 731:L29.
- [Ulrich, 1970] Ulrich, R. K. (1970). The Five-Minute Oscillations on the Solar Surface. *apj*, 162:993.
- [Švanda et al., 2007] Švanda, M., Kosovichev, A. G., and Zhao, J. (2007). Speed of Meridional Flows and Magnetic Flux Transport on the Sun. *apjl*, 670:L69–L72.
- [van Ballegooijen, 1982] van Ballegooijen, A. A. (1982). The overshoot layer at the base of the solar convective zone and the problem of magnetic flux storage. *aap*, 113:99–112.
- [van Ballegooijen and Choudhuri, 1988] van Ballegooijen, A. A. and Choudhuri, A. R. (1988). The possible role of meridional flows in suppressing magnetic buoyancy. *apj*, 333:965–977.
- [van Saders et al., 2016] van Saders, J. L., Ceillier, T., Metcalfe, T. S., Silva Aguirre, V., Pinsonneault, M. H., García, R. A., Mathur, S., and Davies, G. R. (2016). Weakened magnetic braking as the origin of anomalously rapid rotation in old field stars. *nat*, 529:181–184.
- [Verner et al., 2006] Verner, G. A., Chaplin, W. J., and Elsworth, Y. (2006). BiSON Data Show Change in Solar Structure with Magnetic Activity. *apjl*, 640:L95–L98.
- [Vitense, 1953] Vitense, E. (1953). The Spectrum of Beta Lyrae. *pasp*, 65:206.
- [Vorontsov et al., 1992] Vorontsov, S. V., Baturin, V. A., and Pamiatnykh, A. A. (1992). Seismology of the solar envelope - Towards the calibration of the equation of state. *mnras*, 257:32–46.
- [Vorontsov et al., 2002] Vorontsov, S. V., Christensen-Dalsgaard, J., Schou, J., Strakhov, V. N., and Thompson, M. J. (2002). Helioseismic Measurement of Solar Torsional Oscillations. *Science*, 296:101–103.

- [Waldmeier, 1955] Waldmeier, M. (1955). *Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung*.
- [Wang et al., 1989a] Wang, Y.-M., Nash, A. G., and Sheeley, Jr., N. R. (1989a). Evolution of the sun's polar fields during sunspot cycle 21 - Poleward surges and long-term behavior. *apj*, 347:529–539.
- [Wang et al., 1989b] Wang, Y.-M., Nash, A. G., and Sheeley, Jr., N. R. (1989b). Magnetic flux transport on the sun. *Science*, 245:712–718.
- [Wang et al., 2009] Wang, Y.-M., Robbrecht, E., and Sheeley, Jr., N. R. (2009). On the Weakening of the Polar Magnetic Fields during Solar Cycle 23. *apj*, 707:1372–1386.
- [Wang et al., 1991] Wang, Y.-M., Sheeley, Jr., N. R., and Nash, A. G. (1991). A new solar cycle model including meridional circulation. *apj*, 383:431–442.
- [Wolfenstein, 1978] Wolfenstein, L. (1978). Neutrino oscillations in matter. *prd*, 17:2369–2374.
- [Woodard et al., 2013] Woodard, M., Schou, J., Birch, A. C., and Larson, T. P. (2013). Global-Oscillation Eigenfunction Measurements of Solar Meridional Flow. *solphys*, 287:129–147.
- [Woodard and Noyes, 1985] Woodard, M. F. and Noyes, R. W. (1985). Change of solar oscillation eigenfrequencies with the solar cycle. *nat*, 318:449–450.
- [Wright and Drake, 2016] Wright, N. J. and Drake, J. J. (2016). Solar-type dynamo behaviour in fully convective stars without a tachocline. *nat*, 535:526–528.
- [Yeates et al., 2008] Yeates, A. R., Nandy, D., and Mackay, D. H. (2008). Exploring the Physical Basis of Solar Cycle Predictions: Flux Transport Dynamics and Persistence of Memory in Advection- versus Diffusion-dominated Solar Convection Zones. *apj*, 673:544–556.
- [Yokoi et al., 2016] Yokoi, N., Schmitt, D., Pipin, V., and Hamba, F. (2016). A New Simple Dynamo Model for Stellar Activity Cycle. *apj*, 824:67.
- [Yoshimura, 1975] Yoshimura, H. (1975). A model of the solar cycle driven by the dynamo action of the global convection in the solar convection zone. *apjs*, 29:467–494.
- [Zahn, 1991] Zahn, J.-P. (1991). Convective penetration in stellar interiors. *aap*, 252:179–188.

- [Zhao et al., 2013] Zhao, J., Bogart, R. S., Kosovichev, A. G., Duvall, Jr., T. L., and Hartlep, T. (2013). Detection of Equatorward Meridional Flow and Evidence of Double-cell Meridional Circulation inside the Sun. *apjl*, 774:L29.
- [Zhao and Kosovichev, 2004] Zhao, J. and Kosovichev, A. G. (2004). Torsional Oscillation, Meridional Flows, and Vorticity Inferred in the Upper Convection Zone of the Sun by Time-Distance Helioseismology. *apj*, 603:776–784.
- [Zhao et al., 2014] Zhao, J., Kosovichev, A. G., and Bogart, R. S. (2014). Solar Meridional Flow in the Shallow Interior during the Rising Phase of Cycle 24. *apjl*, 789:L7.
- [Zita, 2010] Zita, E. J. (2010). Sensitivity of a Babcock-Leighton Flux-Transport Dynamo to Magnetic Diffusivity Profiles. *ArXiv e-prints*.



UNIVERSIDADE DE ÉVORA
INSTITUTO DE INVESTIGAÇÃO
E FORMAÇÃO AVANÇADA

Contactos:

Universidade de Évora

Instituto de Investigação e Formação Avançada — IIFA

Palácio do Vimioso | Largo Marquês de Marialva, Apart. 94

7002 - 554 Évora | Portugal

Tel: (+351) 266 706 581