

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Geofísica

Estudo numérico da subducção de dorsal assísmica

Relatório de Atividades

Jamison Assunção
Orientador(a): Victor Sacek

Outubro de 2022

São Paulo, 11 de outubro de 2022

Jamison Assunção

Victor Sacek

Sumário

1. Prefácio	2
2. Créditos Obtidos	4
3. Introdução	6
3.1 Dorsais oceânicas	7
3.2 Zonas de subdução	7
3.3 Região de estudo	9
4. Métodos	14
4.1 Métodos numéricos	14
4.2 Reologia	16
4.2.1 Deformação plástica	16
4.2.2 Deformação dúctil	16
5. Simulações 2D	18
5.1 Geometria	18
5.2 Estrutura térmica	19
5.3 Reologia	20
5.4 Discussão	20
6. Artigos JOSS e BrJG	24
6.1 Artigo JOSS	24
6.2 Artigo BrJG	24
7. Cronograma	41

<i>Referências</i>	42
--------------------	----

1. Prefácio

O objetivo deste relatório é apresentar a evolução e as mudanças do meu projeto de pesquisa no período de Outubro de 2021 à Outubro de 2022. Para auxiliar no processo geral de escrita da tese, lembro que alguns textos do relatório anterior e do exame de qualificação foram atualizados e serão reapresentados.

Durante o último ano o foco deste projeto tem sido a publicação do código *Mandyoc*, a finalização de sua documentação essencial, o exame de qualificação do doutorado e a realização de uma série de simulações de subdução em duas dimensões.

Em colaboração com Victor Sacek, Agustina Pesce e Rafael Monteiro da Silva, o código *Mandyoc* foi publicado na revista JOSS (*Journal of Open Source Software*) com o título *Mandyoc: A finite element code to simulate thermochemical convection in parallel*. A documentação do código está hospedada no link <https://ggciag.github.io/mandyoc/>, mas seu desenvolvimento deve continuar tanto para facilitar a utilização do código quanto para adicionar e/ou atualizar funcionalidades.

Com a aprovação no exame de qualificação de doutorado na primeira parte de 2022, este relatório também procura apresentar algumas correções propostas para a monografia que foi entregue e cujo título é ”Geodinâmica de subdução de placas oceânicas”. Para evitar redundâncias, o texto foi adaptado e fundido aos capítulos base anteriores de introdução e métodos.

No capítulo 5, algumas das simulações 2D realizadas são apresentadas e discutidas. As simulações foram motivadas em grande parte pelo trabalho de Strak e Schellart (2021), que fez um estudo numérico multiparamétrico da subdução uma placa oceânica sob uma placa continental. Seguindo a proposta, a subdução simulada ocorre de maneira livre, ou seja, a placa oceânica subduz devido ao seu peso e sob nenhuma força externa.

No capítulo ?? são descritas as tarefas e objetivos atuais, além de suas justificativas, dando destaque aqui já à modificação do código *Mandyoc*, que deve passar a considerar mu-

dança de fase. Um novo artigo intitulado *Computational geodynamics of South American plate: review and perspectives* também está em fase de revisão e é apresentado. O artigo é uma colaboração com Victor Sacek, Naomi Ussami, Agustina Pesce, Claudio Alejandro Salazar-Mora, Edgar Bueno dos Santos, Felipe Baiadori, João Pedro Macedo Silva, Rafael Monteiro da Silva e Tacio Cordeiro Bicudo.

Por fim, as mudanças gerais feitas ao cronograma do projeto são apresentadas no capítulo 7.

2. Créditos Obtidos

No primeiro semestre cursei a disciplina AGG5937 - Geofísica da Placa da América do Sul, o que já forneceu os 9 créditos exigidos pelo programa. O conceito obtido na disciplina foi A, como mostra a figura 2.1.

Figura 2.1: Figura-tabela extraída do sistema Janus com a relação de disciplinas cumpridas e em curso, conceitos obtidos e respectivos créditos.

Janus - Sistema Administrativo da Pós-Graduação



Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Documento sem validade oficial
FICHA DO ALUNO

14132 - 7599492/2 - Jamison Faustino Gomes de Assunção

Sigla	Nome da Disciplina	Início	Término	Carga Horária	Cred.	Freq.	Conc.	Exc.	Situação
AGG5937- 1/3	Geofísica da Placa da América do Sul	09/03/2020	21/06/2020	135	9	90	A	N	Concluída

Disciplinas:	Créditos mínimos exigidos		Créditos obtidos
	Para exame de qualificação	Para depósito de tese	
Disciplinas:	0	9	9
Estágios:			
Total:	0	9	9

Créditos Atribuídos à Tese: 150

Conceito a partir de 02/01/1997:

A - Excelente, com direito a crédito; B - Bom, com direito a crédito; C - Regular, com direito a crédito; R - Reprovado; T - Transferência.
Um(1) crédito equivale a 15 horas de atividade programada.

Nos segundo, terceiro e quarto semestres, efetuei matrícula de acompanhamento, fui monitor PAE da disciplina AGG0011 - Problemas Integrados em Ciências da Terra I (2020) e também fui monitor voluntário da disciplina AGG0314 - Modelos Quantitativos de Bacias Sedimentares (2021).

Neste semestre efetuei matrícula de acompanhamento e sou monitor voluntário da

disciplina AGG0431 - Geofísica da América do Sul. A disciplina presencial é ministrada pelos docentes Yara Regina Marangoni e Ricardo Ivan Ferreira da Trindade. Dentro outras atividades da monitoria, acompanho as aulas todas as semanas, forneço suporte aos alunos e professores, corrijo os exercícios para nota e faço monitorias presenciais antes de todas as aulas. As atividades são entregues na plataforma e-Disciplinas (<https://edisciplinas.usp.br>).

3. Introdução

Simular numericamente a litosfera e astenosfera é um dos grandes desafios em dinâmica dos fluidos computacional. Ao mesmo tempo que a simulação numérica constitui um desafio matemático, a modelagem adequada da evolução de processos geodinâmicos, da reologia e da geometria das unidades litológicas constitui um desafio geofísico (Ranalli, 1995; Gerya, 2014).

No que diz respeito à matemática, o obstáculo está na solução das equações de conservação de massa, momento e energia, que não possuem soluções analíticas conhecidas. A diferença de viscosidade no interior do planeta Terra varia até 10 ordens de magnitude (de 10^{16} à 10^{26} Pa s, Gerya, 2010), enquanto a viscosidade de outros fluidos geofísicos varia menos do que uma ordem de magnitude. Somado à essa grande variação de viscosidade, a convecção no manto constitui um problema não-linear, especialmente em litosfera fria e rígida, o que dificulta a convergência de soluções numéricas (Gerya, 2010; Zhong et al., 2007).

No contexto geofísico, a reprodução das iterações entre placas e a persistência de determinadas configurações ao longo de milhões de anos é fortemente dependente das suposições reológicas e geométricas iniciais, e devem corroborar com o conhecimento geofísico e geológico moderno (Schellart et al., 2007; van Hunen et al., 2002). Dessa forma, simulações numéricas buscam estabelecer vínculos entre os dados geológicos e geofísicos, quantificando os efeitos de diferentes processos ao longo do tempo geológico.

Comparadas às simulações de regiões onde há convecção somente na astenosfera (modelos do tipo Rayleigh-Taylor, Gerya, 2010), simulações de placas em subdução são ainda mais desafiadoras, à medida que lidam com a interação entre placas, dificuldade ligadas à reologia atual e sua evolução, e até mesmo aos mecanismos responsáveis pelo início da subdução, que não apresenta consenso dentro da comunidade científica.

Para essa etapa do projeto, pretendo lidar com esses desafios e simular numericamente

a subdução da placa de Nazca sob a placa da América do Sul para geometrias sintéticas, considerando uma reologia apropriada, e destacar os parâmetros que controlam a subdução como a observamos com a sismologia hoje.

3.1 Dorsais oceânicas

No contexto da tectônica de placas, em um limite divergente há produção de litosfera oceânica a partir de basalto oriundo do manto astenosférico, *mid ocean ridge basalt* (MORB). Esse basalto é expelido dando forma à dorsais e produz nova litosfera oceânica ao ser depositado no assoalho oceânico (Turcotte e Schubert, 2002). As forças resultantes na região de elevação topográfica compõem um força de empurrão, *ridge-push*, que promove o afastamento axial das placas jovens e é uma das principais forças motrizes da tectônica de placas (Allen e Allen, 2013). Ao se afastarem, as litosferas esfriam, espessam e tornam-se mais densas por contração térmica. Em termos relativos, quanto mais próximo da dorsal, mais fina, jovem e quente é a litosfera oceânica.

Um outro tipo de dorsal tem origem geralmente associada aos efeitos de um *hotspot* estacionário sob uma litosfera móvel (van Hunen et al., 2002; Vogt, 1973). Esse tipo de dorsal é classificada como *assísmica* e, além de não apresentar sismicidade importante, possui uma crosta excessivamente espessa e não apresenta vulcanismo (e consequentemente não produz nova litosfera oceânica).

3.2 Zonas de subdução

Zonas de subdução, por sua vez, são regiões onde placas litosféricas (relativamente espessas, velhas e frias) descendem para o interior do manto terrestre. Ao passo que a litosfera evolui, sua densidade e sua espessura aumentam em decorrência do resfriamento por condução e da incorporação de material do manto à sua base que, após atingir um limite, mergulham em direção ao interior do planeta (Turcotte e Schubert, 2002).

Como a litosfera oceânica pode ser entendida como uma placa elástica, sua porção em subdução puxa em direção à trincheira o restante da placa, o que constitui a principal força motriz da tectônica de placas, denominado de *slab-pull* ou *trench-pull*, e cuja magnitude pode ser até 10 vezes maior do que o *ridge-push* mencionando anteriormente (Allen e Allen, 2013).

A trincheira, por sua vez, forma-se com o arqueamento da placa em subdução e sua morfologia e convexidade dependem da reologia da placa (Turcotte e Schubert, 2002). Essa feição, no entanto, não é estacionária, ocorrendo migração da trincheira na direção oposta da subdução em todos os referenciais. Esse deslocamento tem implicações na extensão do retroarco, entre o orógeno e a bacia de ante-país, e também no padrão de convecção geral do manto superior, já que mudanças na área da placa em subdução afetam o transporte de calor e o vigor de convecção no manto (Becker e Faccenna, 2009). Durante os últimos 50 milhões de anos, por exemplo, estima-se que a trincheira Andina, resultado da subdução da placa de Nazca sob a placa da América do Sul, recuou mais de 1000 km com uma taxa média superior à 20 mm/ano (Schellart et al., 2007).

A subdução de litosfera também não ocorre de maneira uniforme. Porções de litosfera oceânica subduzem com ângulos e velocidades diferentes em virtude de sua geometria complexa, da idade e da temperatura ao longo da mesma zona de subdução (Barazangi e Isacks, 1976; Cahill e Isacks, 1992; Müller et al., 2008). Na América do Sul, por exemplo, há regiões onde a subdução é “normal” (Barazangi e Isacks, 1976; Cahill e Isacks, 1992), regiões com subdução de dorsal assísmica (Espurt et al., 2007; Manea et al., 2012; Gutscher et al., 1999; Alvarado et al., 2009) e uma região onde a placa em subdução apresenta possível rompimento (Barazangi e Isacks, 1976). Em cada uma dessas regiões, a placa descendente vai apresentar uma trajetória diferente com efeitos diretos na placa sobrejacente. Um exemplo desses efeitos é a evolução do Arco de Fitzcarrald no oeste Amazônico, resultado da subdução da placa de Nazca com baixo ângulo de mergulho (Espurt et al., 2007).

Uma placa oferece maior ou menor resistência à curvatura de acordo com sua velocidade de subdução, densidade e espessura. Uma litosfera oceânica com maior rigidez flexural, por exemplo, vai resistir a mudanças de trajetória localmente, o que significa que seu percurso deve ser menos perturbado se comparado ao de uma placa com menor rigidez flexural (Assunção, 2019).

Outros fatores também são determinantes na evolução do ângulo de subdução e na trajetória da placa em subdução, tais como o recuo da trincheira, sucção hidrodinâmica, composição e estrutura térmica da litosfera, e subdução de dorsal assísmica (Schellart et al., 2007; Bishop et al., 2017; Antonijevic et al., 2015). Faz parte deste trabalho entender melhor esse fatores e verificar quais deles são necessários e/ou suficientes para o caso de estudo.

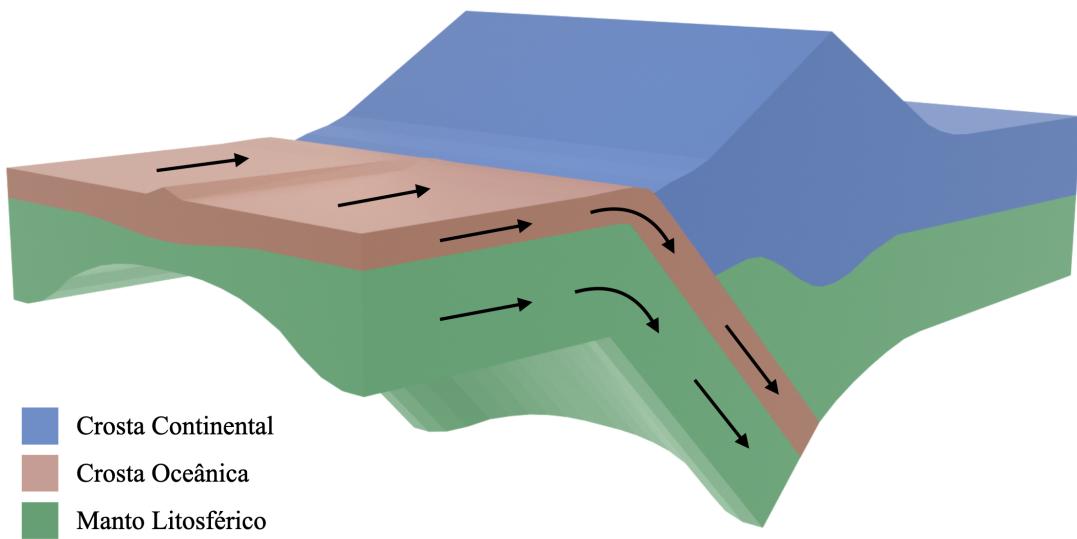


Figura 3.1: Esquema de uma litosfera oceânica com uma dorsal assísmica que subduz sob uma litosfera continental. As setas indicam a direção do movimento da placa, que é perpendicular ao eixo da trincheira.

A litosfera descendente também tem papel fundamental na ocorrência dos fenômenos geológicos observados na placa sobrejacente que, de modo geral, atua como moduladora da perda de calor do planeta, regula convecção do manto terrestre, estabelece a localização de terremotos e vulcões, possibilita a ocorrência da tectônica de placas e, portanto, tem grande impacto nos processos formadores da topografia (Zhong et al., 2007; Mooney, 2015).

No que diz respeito ao padrão de convecção astenosférico no tempo geológico, a geometria da placa em subdução afeta diretamente o padrão de escoamento do manto, favorecendo ou impedindo padrões de convecção que, por sua vez, interagem com a própria placa e com a litosfera sobrejacente.

A figura 3.2 mostra um esquema de um padrão de convecção em região de subdução de litosfera oceânica sob litosfera continental. Na imagem, material quente e de densidade relativamente baixa ascende sob a região de dorsal e, enquanto esfria em contato com a base da litosfera, flui na direção da trincheira oceânica acompanhando a geometria da base da placa e descende para o interior do planeta acompanhando a geometria da litosfera em subdução. Na porção sobrejacente à placa em subdução, o padrão de convecção converge para a cunha mantélica e descende após resfriar e se tornar mais denso, acompanhando a geometria do topo da placa descendente. As outras regiões indicadas com um símbolo de interrogação são regiões de indeterminação.



Figura 3.2: Esquema simplificado do padrão de convecção em região de subdução de litosfera oceânica sob litosfera continental. A litosfera lubrificante faz parte da litosfera continental, mas apresenta uma reologia que contribui para facilitar a subdução.

Outros padrões de convecção vão agir, por exemplo, sobre o afinamento e espessamento litosférico, ocorrência de vulcanismo, criação de nova litosfera oceânica e crosta continental, topografia dinâmica e forças de sucção hidrodinâmica (Allen e Allen, 2013; Braun, 2010; Schepers et al., 2017; Stern, 2002).

3.3 Região de estudo

A placa de Nazca move-se para leste e subduz sob a placa da América do Sul, como ilustram as imagens da figura 3.3 (modelo Slab2, Hayes et al., 2018). Ao longo da zona subdução, a figura 3.3a apresenta o ângulo de mergulho da placa de Nazca e a figura 3.3b apresenta a profundidade de seu topo.

Entre as latitudes $-2,5^{\circ}$ e $-15,0^{\circ}$ e depois entre $-25,0^{\circ}$ e $-32,0^{\circ}$, o ângulo de subdução mantém-se pequeno ($< 5^{\circ}$) e a profundidade da placa é razoavelmente constante (entre 80 e 100 km). Esses segmentos sub-horizontais (*flatslabs*) estendem-se por centenas de quilômetros antes de mergulharem com um ângulo de subdução maior. A título de comparação, a figura 3.4 apresenta quatro modelos tomográficos independentes (Obayashi et al., 2013; Fukao e Obayashi, 2013; Simmons et al., 2012; Amaru, 2007; Lu et al., 2019) para dois perfis marcados na figura 3.3, com o perfil A-A' (figura 3.4a) e o perfil B-B' (figura 3.4b) dentro e fora do trecho *flatslab*, respectivamente.

Para o perfil A-A' e até 660 km de profundidade (figura 3.4a) é possível perceber

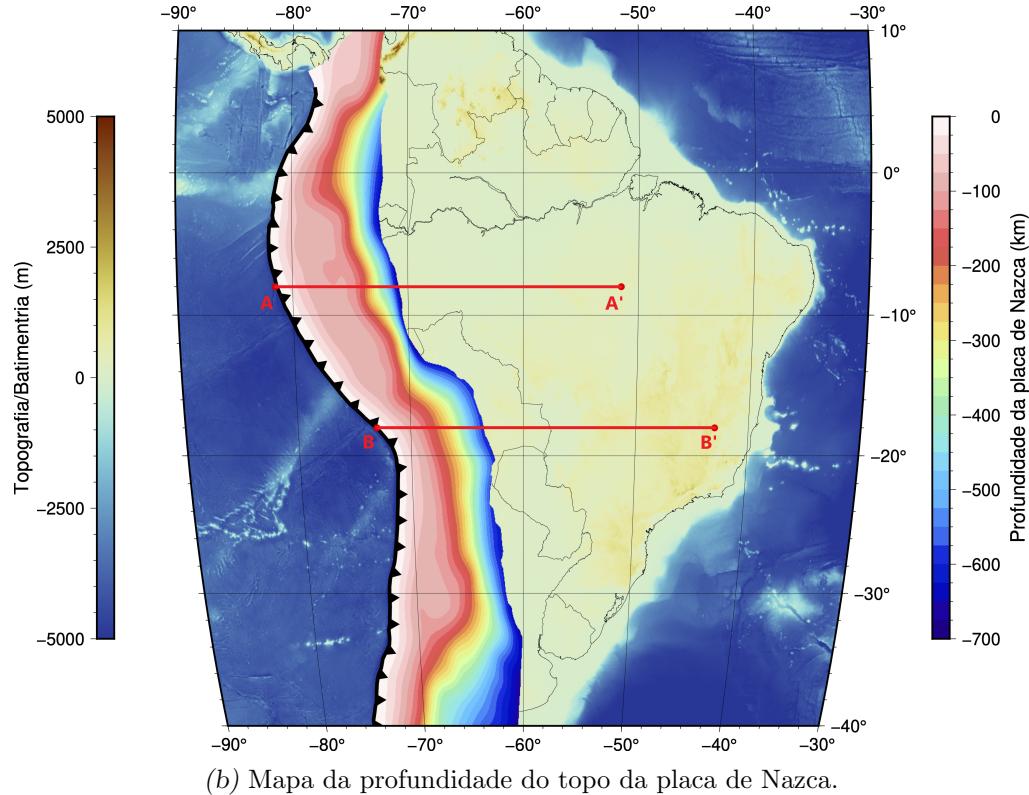
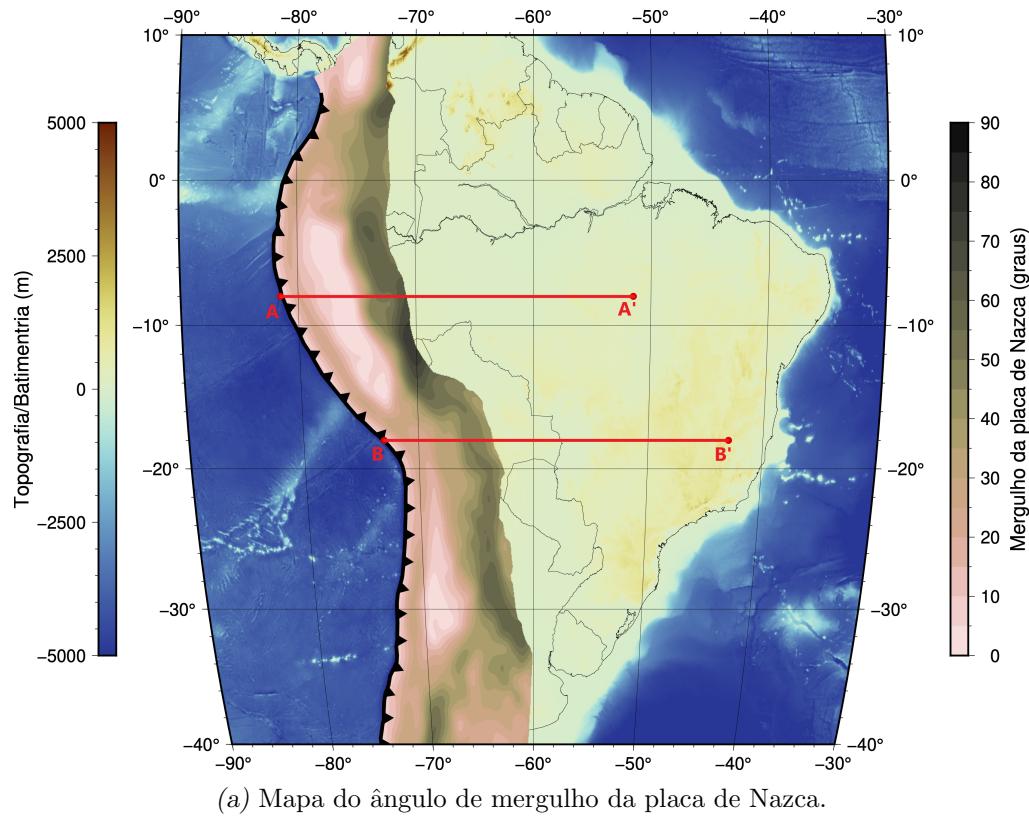
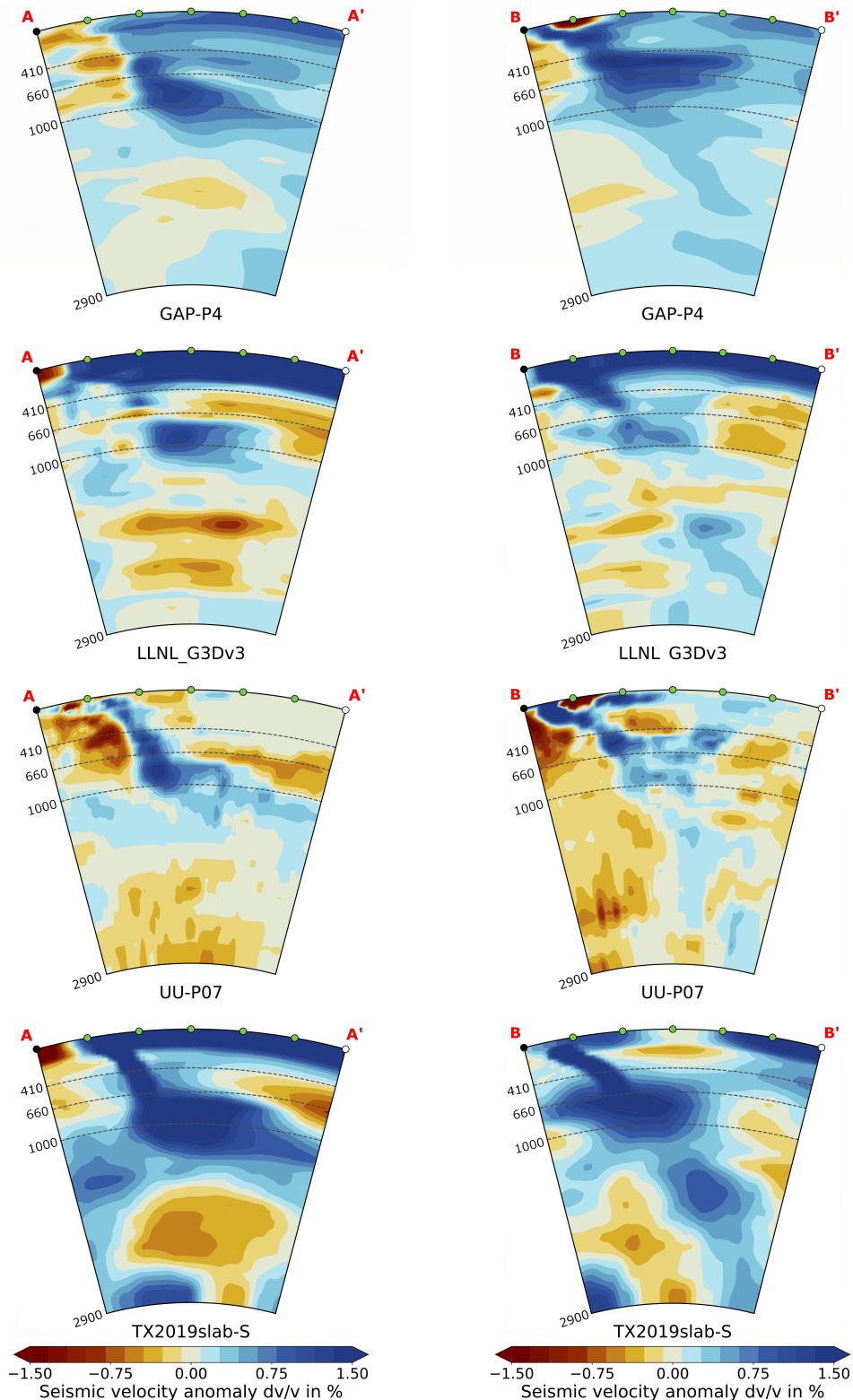


Figura 3.3: Mapas do ângulo de mergulho e da superfície superior da placa de Nazca. Dados extraídos do modelo Slab2 (Hayes et al., 2018).



(a) Tomografia do perfil A-A', de latitude -8.0 e longitudes de -73.0 à -43.0 .

(b) Tomografia do perfil B-B', de latitude -18.0 e longitudes de -81.5 à -51.5 .

Figura 3.4: Modelos tomográficos dos perfis A-A' e B-B' da figura 3.3. Os modelos GAP-P4 (Obayashi et al., 2013; Fukao e Obayashi, 2013), LLNL_G3Dv3 (Simmons et al., 2012) e UU-P07 (Amaru, 2007) são de ondas P e o modelo TX2019slab-S (Lu et al., 2019) é de onda S.

que a anomalia positiva de velocidade acompanha a geometria sub-horizontal da placa de Nazca apresentada pelo Slab2 na figura 3.3, com destaque para os modelos UU-P07 e TX2019slab-S que apresentam uma anomalia positiva de velocidade que definem bem a placa descendente.

A anomalia positiva de velocidade no perfil B-B' até 660 km de profundidade (figura 3.4b) sugere um ângulo de subdução maior, sem sub-horizontalização, e também concorda com o modelo Slab2 da figura 3.3. Vale ressaltar que o perfil B-B' passou por episódios de *flatslab* (Ramos e Folguera, 2009), mas que a geometria atual da placa até 400 km de profundidade, observada nos perfis tomográficos, é distinta do que se observa no perfil A-A' na figura 3.4a.

No perfil fora da região de *flatslab*, a placa de Nazca apresenta uma região ampla de anomalia positiva entre 660 e 1000 km, onde deve ocorrer espessamento da placa, e mantém-se contínua até 1500 km de profundidade no modelo LLNL_G3Dv3 e passa dos 2000 km nos demais modelos.

No perfil dentro da região de *flatslab*, a placa também apresenta uma região ampla de anomalia positiva entre 660 e 1000 km, mantém-se contínua até cerca de 1500 km de profundidade, mas apresenta uma anomalia que sugere sub-horizontalização próximo à 1000 km.

4. Métodos

Neste capítulo sobre os métodos, apresento a teoria básica do código *Mandyoc* e a teoria relevante para as simulações discutidas neste relatório para as simulações sintéticas.

4.1 Métodos numéricos

Para simular numericamente o comportamento convectivo do manto, uma série de suposições e aproximações devem ser feitas com o objetivo de tornar a simulação ao mesmo tempo adequada para representar a realidade, e eficiente do ponto de vista computacional.

Independente das suposições e aproximações utilizadas, toda simulação numérica de processos dinâmicos do manto tem o objetivo de encontrar solução para um conjunto de equações de conservação de massa, momento e energia (Zhong et al., 2007). O código *Mandyoc*, por exemplo, usa o método dos elementos finitos para solucionar essas equações (Sacek et al., 2022).

A seguir será discutida a formulação usada pelo *Mandyoc* para simular convecção termoquímica. A abordagem numérica considera o manto terrestre como um fluido não-Newtoniano e incompressível, assume fluxo de arrasto, não considera mudança de fase, utiliza malha Cartesiana 2D com elementos retangulares, e utiliza a aproximação de Boussinesq. Essa última aproximação considera que a densidade muda predominantemente por efeitos térmicos e despreza as variações de densidade que não são multiplicados pela aceleração da gravidade, integrando uma aproximação da realidade com uma otimização computacional (Spiegel e Veronis, 1960).

Com essas suposições e aproximações mencionadas, para que o volume de massa seja conservado do domínio de simulação, deve ser válida a equação 4.1 de conservação de massa (Zhong et al., 2007; Schubert et al., 2001).

$$u_{i,i} = 0 \quad (4.1)$$

onde u é a velocidade na direção i .

De acordo com a lei de Newton, qualquer desequilíbrio de forças em uma parcela de fluido resulta na sua aceleração. A equação que governa a conservação de momento em cada parcela do fluido pode, então, ser escrita como na equação 4.2, que inclui dois termos: o primeiro é a força de superfície resultante por unidade de volume (tensor de esforço) e o segundo é a força de corpo resultante por unidade de volume (Zhong et al., 2007; Schubert et al., 2001).

$$\sigma_{ij,j} + g_i \rho = 0 \quad (4.2)$$

onde σ_{ij} é o tensor de esforço dado pela equação 4.3, g é a aceleração da gravidade e ρ é a densidade dada pela equação 4.4.

$$\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + \eta(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (4.3)$$

onde P é a pressão dinâmica, δ_{ij} é o delta de Kronecker e η é a viscosidade.

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha(T - T_0)) \quad (4.4)$$

onde, por sua vez, ρ_0 é a densidade de referência à temperatura T_0 , α é o coeficiente de expansão volumétrica e T é a temperatura.

A equação 4.5 de conservação de energia pode ser obtida com a aplicação da segunda lei da termodinâmica. O primeiro e segundo termos da equação 4.5 são de fluxo térmico e de advecção, respectivamente. Do lado direito da equação os termos aparecem nessa ordem: difusão térmica, produção externa de calor e expansividade térmica (Zhong et al., 2007; Schubert et al., 2001).

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_i T_{,i} = \kappa T_{,ii} + \frac{H}{c_p} - \frac{\alpha T g u_e}{c_p} \quad (4.5)$$

onde t é o tempo, κ é o coeficiente de difusividade térmica, H é a taxa de produção de calor radiogênico por unidade de massa, e c_p é o calor específico.

Pode-se dividir os regimes de convecção no manto em dois tipos, o regime de convecção em tampa estagnada e o regime de tectônica de placas. No primeiro, o manto astenosférico sofre convecção contínua sob uma litosfera quase imóvel, interagindo com a base do manto litosférico; esse tipo de convecção pura da astenosfera também é chamada de convecção do tipo Rayleigh-Taylor e é relativamente mais simples, pois evolui sem incorporar a litosfera rígida no processo de convecção. O segundo regime de convecção, a litosfera participa

ativamente do processo de convecção e é reciclada no interior do planeta; nesse tipo de convecção, o mergulho da placa no manto astenosférico relativamente fraco envolve a simulação de unidades com alto contraste de viscosidade (??), parte do desafio mencionado no início deste capítulo. Fica claro a partir das informações do capítulo ?? que ao estudar geodinâmica em regiões de subdução, o regime de convecção principal é o de tectônica de placas.

4.2 Reologia

O Código *Mandyoc* resolve as equações reduzidas de Navier-Stokes para um modelo visco-plástico, onde a viscosidade efetiva η é calculada usando a formulação de Moresi e Solomatov (1998), que combina deformação plástica e deformação dúctil (equação 4.6), essa última seguindo o critério de ruptura de von Mises.

$$\eta = \min(\eta_{plas}, \eta_{visc}) = \min\left(\frac{\tau_{yield}}{2\dot{\varepsilon}_{II}}, \eta_{visc}\right) \quad (4.6)$$

onde τ_{yield} é a tensão de ruptura da rocha, $\dot{\varepsilon}_{II} = (\dot{\varepsilon}'_{ij}\dot{\varepsilon}'_{ij}/2)^{1/2}$ é o segundo invariante do tensor taxa de deformação deviatória e η_{plas} e η_{visc} representam a componente plástica e dúctil da viscosidade, respectivamente.

4.2.1 Deformação plástica

Para calcular a tensão de ruptura τ_{yield} e determinar a componente dúctil da equação 4.6, o código *Mandyoc* dispõe inicialmente de dois modelos que o usuário pode escolher: a Lei de Byerlee (Byerlee, 1968, equação 4.7) e o critério de Drucker-Prager (Drucker e Prager, 1952, equação 4.8).

$$\tau_{yield} = c_0 + \mu \rho g z \quad (4.7)$$

onde c_0 é a coesão interna da rocha, μ é o coeficiente de fricção, ρ é a densidade e z é a profundidade.

$$\tau_{yield} = c_0 \cos \varphi + P \sin \varphi \quad (4.8)$$

onde φ é o ângulo interno de fricção.

4.2.2 Deformação dúctil

O código *Mandyoc* também permite que o usuário escolha dentre vários modelos para representar a componente dúctil do modelo visco-plástico. O mais simples desses modelos é o isoviscoso, onde a componente η_{visc} é constante para cada litologia.

Um segundo modelo para a componente dúctil na equação 4.6 considera a aproximação de Frank-Kamenetskii (Moresi e Solomatov, 1998), que utiliza uma expressão para a viscosidade η_{visc} que é função do fator composicional C e da temperatura T tal como na equação 4.9 a seguir.

$$\eta_{visc}(T, C) = C\eta_r b^* \exp -\gamma T \quad (4.9)$$

onde C é um fator composicional, η_r é a viscosidade de referência, b^* e $\gamma = E_a/RTb^2$ são constantes onde, por sua vez, E_a é a energia de ativação, R é a constante universal dos gases, e T_b é a temperatura basal.

A componente dúctil η_{visc} também pode ser determinada usando uma lei de potência, onde a viscosidade é função do fator composicional C , da temperatura T e da pressão P :

$$\eta_{visc} = CA^{\frac{-1}{n}} \dot{\varepsilon}^{\frac{1-n}{n}} \exp \frac{Q + VP}{nRT} \quad (4.10)$$

onde A é um fator de escala pre-exponencial, n é o expoente da lei de potência, $\dot{\varepsilon}$ é o segundo invariante do tensor desviante de tensão, Q é a energia de ativação e V é o volume de ativação. Os valores de A , n , Q e V são obtidos em laboratório (Karato e Wu, 1993; Gleason e Tullis, 1995).

5. Simulações 2D

Para dar continuidade às simulações 2D introduzidas no relatório anterior, centenas de simulações foram realizadas para estudar a subdução de litosfera oceânica sob litosfera continental. O objetivo é realizar uma investigação paramétrica para quantificar os fatores que contribuem para a dinâmica da subducção, entender como o código *Mandyoc* (Sacek et al., 2022) consegue reproduzir os cenários, comparar os resultados aqueles do trabalho de Strak e Schellart (2021), e estudar um cenário de subdução análogo aquele observado na América do Sul onde a placa de Nazca subduz sob a placa da América do Sul.

Para realizar as simulações, eu escrevi um *Notebook* utilizando *JupyterLab* (<https://jupyter.org>) para construir um modelo inicial que contém diferentes unidades litológicas, cada uma com um conjunto de propriedades físicas. Como ponto de partida, o *script* constrói limites litológicos, calcula um campo de temperatura inicial e constrói um arquivo de parâmetros *param.txt* para ser utilizados pelo código *Mandyoc*.

O *Notebook* está disponível na minha página do *GitHub* no link <https://github.com/jamisonassuncao/mandyoc-scripts>. A página também contém outros dois *scripts* que escrevi, um para visualização dos arquivos do *Mandyoc* e outro, em desenvolvimento, para utilizar os modelos LITHO1.0 (Pasyanos et al., 2014) e Slab2 (Hayes et al., 2018) para espessuras crustal e litosférica de toda América do Sul.

5.1 Geometria

A geometria das unidades litológicas é simplificada e contém uma litosfera oceânica à esquerda de uma litosfera continental, cada uma com duas camadas, como ilustra a figura 5.1. A camada superior de cada uma representa a crosta e a camada inferior representa o manto litosférico. Acima de ambas, uma camada de ar de 40 km também foi definida.

Na placa oceânica há três trechos importantes, um trecho de espessamento litosférico, um trecho de espessura constante e, por último, um trecho em subdução sob a litosfera

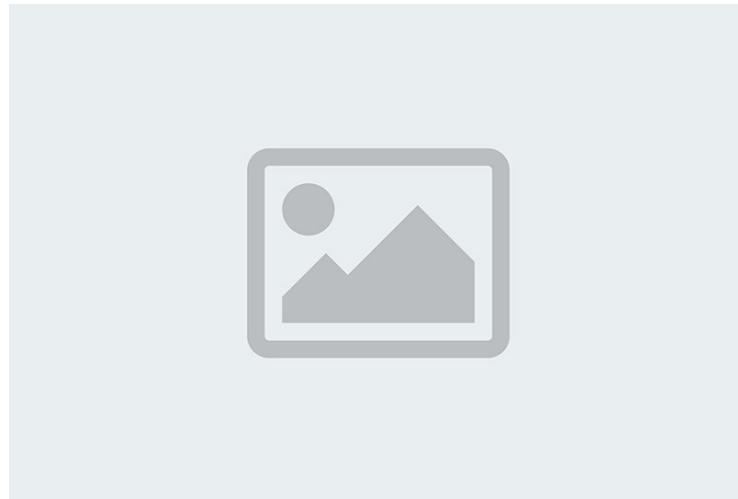


Figura 5.1: Geometria inicial das diferentes unidades litológicas utilizadas para simulação.

continental. A placa oceânica foi posicionada a 100 km de distância da borda do modelo para evitar ancoramento da litosfera e seu trecho de espessamento representa uma simplificação de uma dorsal, havendo *ridge-push* da esquerda para a direita no modelo.

Na placa continental há duas regiões a serem destacadas: uma região de arco continental e uma região cratônica. Na região de arco continental a litosfera apresenta uma espessura constante e é relativamente mais fina do que a região cratônica. Na região cratônica, por sua vez, há dois trechos de espessamento, uma entre o arco continental e o cráton, e outro entre o cráton e a superfície.

A abordagem utilizada para a execução da simulação considerou que a placa oceânica, que avança de oeste para leste, mergulha para o interior do planeta devido ao *slab-pull*. Para isso, todas as velocidades evoluem dinamicamente durante a simulação, *free slab approach* (Assunção, 2019).

5.2 Estrutura térmica

A configuração térmica inicial é bastante simples ao passo que a temperatura é 0°C para toda a camada de ar, varia linearmente de 0°C na superfície até 1300°C no limite litosfera-astenosfera (*Lithosphere-Astenosphere Boundary*, LAB). Para profundidades maiores do que a LAB, a temperatura considerada é a temperatura adiabática tal como na equação 5.1.

$$T = T_0 \exp \frac{\alpha g z}{C_p} \quad (5.1)$$

5.3 Reologia

As simulações numéricas propostas são simulações de sistemas isolados, onde todas as forças, propulsoras e resistivas, estão contidas no domínio do modelo. Esse tipo de abordagem garante que a convecção no modelo seja resultado dos contrastes de densidade causados pelo campo de temperatura.

Para um fluxo de arrasto característico do manto terrestre, a componente dúctil da viscosidade pode ser calculada utilizando a lei de Arrhenius ao desconsiderar o efeito da pressão tal como na equação 4.10 da seção 4.2 (van Keken et al., 2008). Dessa forma, a lei de potência pode ser representada pela equação 5.2 a seguir.

$$\eta = \frac{1}{2} A^{\frac{-1}{n}} \varepsilon_{II}^{\frac{1-n}{n}} \exp \frac{Q}{nRT} \quad (5.2)$$

Vale ressaltar que para $n = 1$, a equação 5.2 representa a viscosidade efetiva para um fluido Newtoniano e, neste estudo, o fluido não-Newtoniano possui $n = 3.5$.

Já a componente rúptil proposta no trabalho de Strak e Schellart (2021) vale $\tau_{yield} = 21$ MPa e segue o critério de von Mises tal como na equação 4.6 da seção 4.2.

5.4 Discussão

Para prosseguir com a discussão de algumas simulações, um modelo de referência (MR) será discutido e seus parâmetros de simulação são apresentados na tabela ???. Este modelo é ponto de partida para entender os parâmetros simulados e também as mudanças na abordagem de simulações futuras.

Tabela 5.1 - Parâmetros de simulação (Strak e Schellart, 2021). MS, PO e PC são acrônimos para manto superior, placa oceânica e placa continental, respectivamente.

Parâmetro	Símbolo	Valor
Largura do modelo	l	6000 km
Altura do modelo	h	1040 km
Ângulo de subdução	h	29°
Continua na próxima página...		

Tabela 5.1 - Continuação

Parâmetro	Símbolo	Valor
Espessura crustal (PO)	$t_{PO,C}$	30 km
Espessura litosférica (PO)	$t_{PO,L}$	20 km
Extensão dorsal (PO)	$l_{PO,D}$	20 km
Extensão normal (PO)	$l_{PO,N}$	20 km
Extensão da subdução	$l_{PO,S}$	200 km
Espessura crustal (AC)	$t_{AC,C}$	30 km
Espessura litosférica (AC)	$t_{AC,L}$	30 km
Extensão arco (AC)	l_{AC}	30 km
Espessura crustal (C)	$t_{C,C}$	30 km
Espessura litosférica (C)	$t_{C,L}$	30 km
Extensão flanco esquerdo (C)	$l_{C,FE}$	30 km
Extensão centro cratônico (C)	$l_{C,CC}$	30 km
Extensão flanco direito (C)	$l_{C,FD}$	30 km
Densidade de referência	ρ_r	3230 kg cm^{-3}
Densidade do ar	ρ_r	3230 kg cm^{-3}
Densidade da crosta oceânica	ρ_r	3230 kg cm^{-3}
Densidade do manto litosférico oceânico	ρ_r	3230 kg cm^{-3}
Densidade da crosta continental	ρ_r	3230 kg cm^{-3}
Densidade do manto litosférico continental	ρ_r	3230 kg cm^{-3}
Densidade do manto astenosférico	ρ_r	3230 kg cm^{-3}
Densidade do manto inferior	ρ_r	3230 kg cm^{-3}
Aceleração da gravidade	g	10 m s^{-2}
Coeficiente de expansão térmica	α	$1 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$
Coeficiente de difusão térmica	κ	$1 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
Viscosidade de referência (MS)	η_{ref}	$3.5 \times 10^{20} \text{ Pa s}$
Viscosidade mínima (MS)	$\eta_{MS,min}$	$3.5 \times 10^{19} \text{ Pa s}$
Viscosidade máxima (MS)	$\eta_{MS,max}$	$3.5 \times 10^{20} \text{ Pa s}$
Viscosidade do manto inferior	η_{MI}	$3.5 \times 10^{22} \text{ Pa s}$
Viscosidade da camada superior (PO)	$\eta_{PO,top}$	$3.5 \times 10^{23} \text{ Pa s}$
Viscosidade da crosta (PC)	$\eta_{PC,crosta}$	$3.5 \times 10^{23} \text{ Pa s}$
Viscosidade da camada central (PO)	$\eta_{PO,central}$	$3.5 \times 10^{23} \text{ Pa s}$
Viscosidade da camada inferior (PO)	$\eta_{PO,bot}$	$1.75 \times 10^{22} \text{ Pa s}$
Viscosidade da camada eclogitizada (PO)	$\eta_{PO,eclo}$	$1.75 \times 10^{22} \text{ Pa s}$
Viscosidade do manto litosférico no antearco e retroarco (PC)	$\eta_{PC,arcos}$	$1.4 \times 10^{23} \text{ Pa s}$
Viscosidade do manto litosférico no retroarco distante (PC)	$\eta_{ps,dist}$	$7 \times 10^{23} \text{ Pa s}$
Tensão de ruptura da camada superior (PO)	σ_y	21 MPa
Fator pré-exponencial	A	$3 \times 10^6 \text{ Pa}^n \text{ s}$
Energia de ativação do manto superior	E	$530 \times 10^3 \text{ J mol}^{-1}$
Constante dos gases	R	$8.3145 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$

Vale ressaltar que o MR não apresenta geometria e propriedades físicas usuais e seus resultados têm teor de investigação multiparamétrica. Valores de espessura crustal oceânica

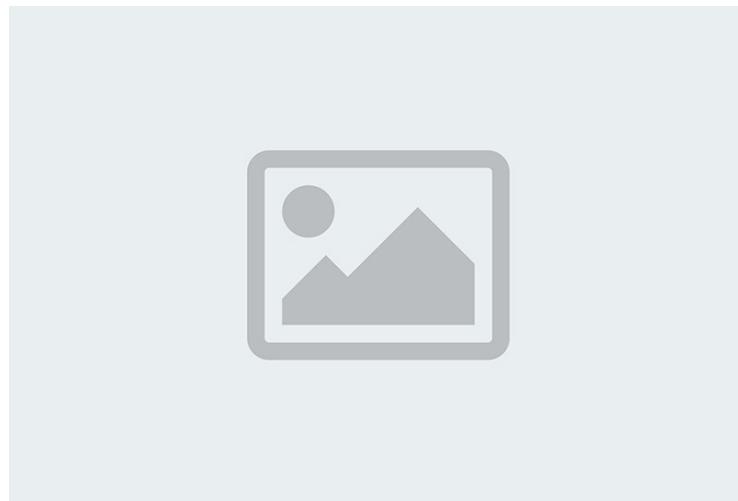


Figura 5.2: Configuração inicial do modelo de referência.

e respectiva densidade são produtos de testes simplificados. Esse modelo surge baseado nas simulações de Strak e Schellart (2021) e tenta reproduzir as feições semelhantes àquelas encontradas pelos autores. Dezenas de outros cenários foram testados anteriormente, porém o MR foi o cenário que permitiu de maneira mais consistente a ocorrência de subdução.

Outras simulações utilizaram abordagens diferentes para simular subdução e não serão mostradas aqui. Para mencionar um conjunto dessas simulações, uma litosfera continental fragilizada de 50 km de largura foi colocada no contato com a litosfera oceânica em subdução, criando uma zona lubrificante. A utilização de uma zona lubrificante permitiu subdução consistentemente, no entanto a abordagem de crosta oceânica fragilizada é mais coerente e, sobretudo, simples.

O resultado da simulação do modelo de referência produziu as configurações observadas nas figuras 5.2 e 5.3 a seguir.

[WIP] Fragilização da crosta oceânica permite subdução com facilidade. Trajetória da placa descendente começa a reproduzir Strak e Schellart (2021).

[WIP] Modelos cuja crosta oceânica era muito mais fina não apresentaram subdução. Modelos cuja crosta oceânica apresentava densidade menor não apresentaram subdução. Modelos usando modelo de resfriamento de placa teoricamente teriam *ridge-push* ao longo de uma região maior, mas não ajudaram muito (por enquanto).

[WIP] strain seed na crosta oceânica subduzida (COS) e na crosta oceânica não-subduzida (CONS). Fator composicional da COS e da CONS é 0.01.

[MODELO COM APENAS A REGIÃO SUBDUZIDA FRAGILIZADA]

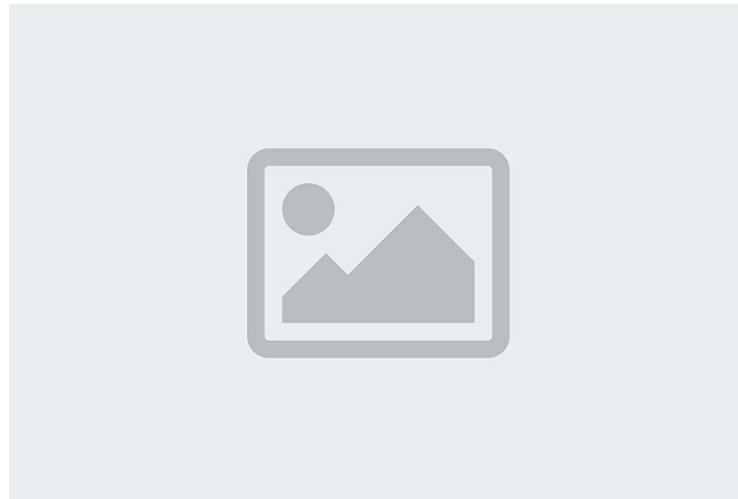


Figura 5.3: Configuração modelo de referência após XX Ma.

[WIP] strain seed apenas na COS. Fator composicional da COS é 0.01 e da CONS é 1.0.

[MODELO COM FATOR COMPOSICIONAL DIFERENTE]

[WIP] strain seed na COS e na CONS. Fator composicional da COS é 0.01 e da CONS é 1.0.

6. Artigos JOSS e BrJG

6.1 Artigo JOSS

O *Mandyoc* é um código em elementos finitos 2-D escrito em C com o objetivo de simular convecção termoquímica de planetas rochosos. Em colaboração com Victor Sacek, Agustina Pesce e Rafael Monteiro da Silva, o *Mandyoc* foi publicado na JOSS (*Journal of Open Source Software*) e pode ser acessado usando o *link* <https://joss.theoj.org/papers/10.21105/joss.04070> e o repositório do código está inteiro no *GitHub* no *link* <https://github.com/ggciag/mandyoc>. Adicionalmente, a documentação do código está disponível no *link* <http://ggciag.github.io/mandyoc/>.

6.2 Artigo BrJG

Em comemoração aos 50 anos do departamento de Geofísica do IAG, o grupo de Tectonofísica produziu um artigo relativo ao desenvolvimento da geodinâmica computacional. O artigo é uma colaboração com Victor Sacek, Naomi Ussami, Agustina Pesce, Claudio Alejandro Salazar-Mora, Edgar Bueno dos Santos, Felipe Baiadori, João Pedro Macedo Silva, Rafael Monteiro da Silva e Tacio Cordeiro Bicudo.

As próximas páginas deste relatório contêm o artigo para revisão (*For Review Only*) submetido à *Brazilian Journal of Geophysics* (BrJG, <https://sbgf.org.br/revista/index.php/rbgf>) com o título *Computational geodynamics of South American plate: review and perspectives*.

1

2

3

4

5

6

7

8

9

10

11

12

13

14

15

16

17

18

19

20

21

22

23

24

25

26

27

28

29

30

31

32

33

34

35

36

37

38

39

40

41

42

43

44

45

46

47

48

49



Brazilian Journal of Geophysics
Brazilian Geophysical Society
ISSN 0102-261X

COMPUTATIONAL GEODYNAMICS OF SOUTH AMERICAN PLATE: REVIEW AND PERSPECTIVES

ABSTRACT. Computational geodynamics is a key tool in Earth Sciences, enabling the simulation of different geodynamic processes at any time scale in Nature or those which cannot be adequately reproduced by analogue modelling in laboratorial conditions. Specifically, the coupling of surface processes of erosion and sedimentation with the internal dynamics of the lithosphere is a complex problem that involves the solution of a set of differential equations that are only adequately solved by numerical models. During the last three decades, different numerical models were developed to explain the importance of the coupling between the surface and internal dynamics of the Earth, both in active margins and in stable tectonic domains, showing how the coupling leads to counter-intuitive results not observed when each process is analyzed separately. However, in many examples, the complexity of coupled numerical models hinders the basic physics of the importance of the coupling between these different geodynamic processes. In this work, we present simple isostatic and flexural elements that highlight the importance of surface processes on the stress and strain pattern in lithospheric plates. Initially, we present a review on the development of computational geodynamics at University of São Paulo. This review is followed by an analysis of the density structure of the Earth and how the high-density contrast at the Earth's surface creates a great impact on the isostatic equilibrium of the lithosphere when variations on topographic loads are taken into account. Additionally, we show that the wavelength of the denudation of the Earth's surface due to fluvial dynamics corresponds to the characteristic length scale for flexural bending of the lithosphere, maximizing the flexural stresses in the lithosphere. Finally, we present recent works on the coupling between surface and lithospheric processes and future challenges for the development of computational geodynamics, with possible strategies to solve them.

Keywords: numerical models; lithospheric geodynamics; surface processes;

INTRODUCTION

A relatively recent term in Geosciences is the word “Geodynamics”. This can be attested by the frequency in which this term appears in English literature over the last two centuries, using the Google search tool Ngram Viewer (<https://books.google.com/ngrams>). While the term “Seismology” has been present in English literature since the end of the 19th century, “Geophysics” since the beginning of the 20th century, and the names of some geophysical methods appear during and after the Second World War, the term “Geodynamics” was consolidated in the scientific literature only in the 1960s and 1970s (Fig. 1).

In spite of its frequent use in the last decades, a formal definition for “Geodynamics” is not easily found in the academic literature. One of the most used textbooks on the subject, *Geodynamics* (Turcotte and Schubert,

2 COMPUTATIONAL GEODYNAMICS OF SOUTH AMERICAN PLATE

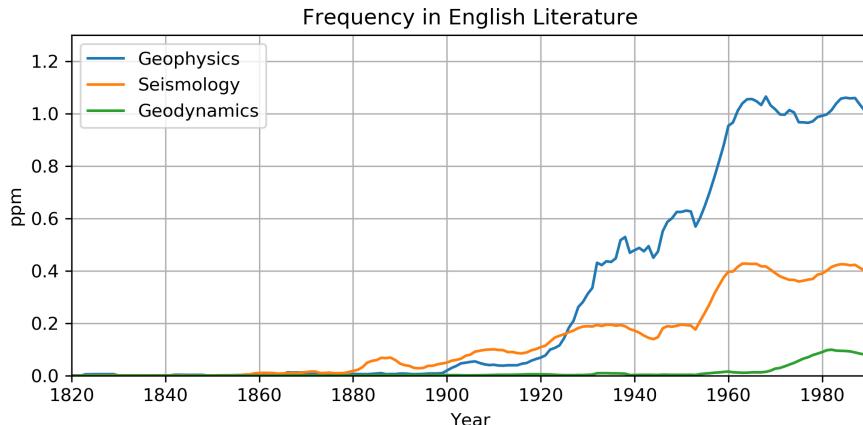


Figure 1: Frequency of the words “Geophysics”, “Seismology”, and “Geodynamics” in English literature between 1820 and 1990. The frequency is indicated in parts-per-million. Data obtained from the online tool Google Ngram Viewer.

2002), does not present a clear definition of Geodynamics. Only in more recent texts this term is defined:

“*Geodynamics is the application of the basic principles of physics, chemistry and mathematics to understanding how the internal activity of the Earth results in all the geological phenomena and structures apparent at the surface, including seafloor spreading and continental drift, mountain building, volcanoes, earthquakes, sedimentary basins, faulting, folding, and more. Geodynamics also deals with how the Earth’s internal activity and structure reveals itself externally in ways both geophysical, its gravitational and magnetic fields, and geochemical, the mineralogy of its rocks and the isotopic composition of its rocks, atmosphere, and ocean.*” (Foreword from Gerald Schubert in Ismail-Zadeh and Tackley, 2010)

From this definition, there are several elements that relate the term Geodynamics to Plate Tectonics. In fact, the two terms are clearly correlated on the timeline, showing that the frequency in which the two terms appear in English literature increased concomitantly between the 1960s and 1970s (Fig. 2). While the Theory of Plate Tectonics emerged to present **how** the outermost layers of the Earth, the lithospheric plates, move and interact over geological time scale, Geodynamics had the initial objective of explain **why**, from a physical point of view, the Solid Earth processes occur.

Important advances in the understanding of the solid state physics of the Earth’s mantle (Gordon, 1965; McKenzie, 1967) were fundamental to reconcile the elastic behavior of the Earth’s interior on the human time scale and the ductile behavior in time intervals greater than thousands of years, providing the basis for the study of the convective geodynamics of the mantle. Due to the mathematical complexity of the problems related to mantle convection, the use of numerical solutions became a natural step towards the advancement of Geodynamics, giving rise to Computational Geodynamics in the early 1970s (Minear and Toksöz, 1970; Torrance and Turcotte, 1971).

Through Computational Geodynamics it is possible to represent the geometric and rheological complexity of

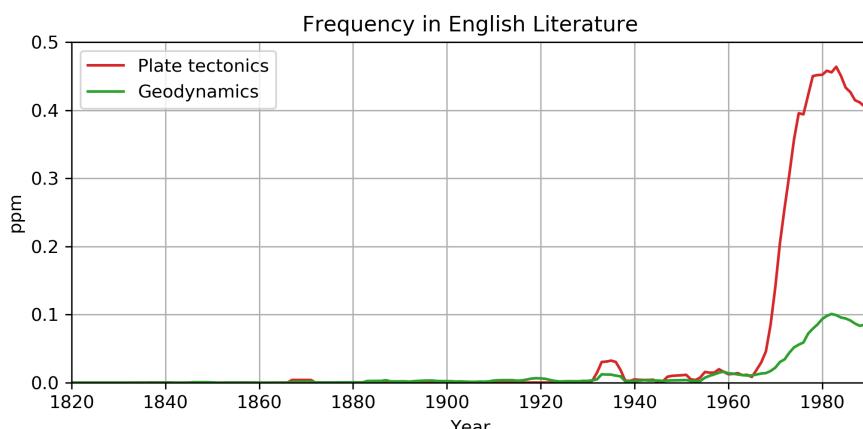


Figure 2: Frequency of the terms “Plate tectonics” and “Geodynamics” in English literature between 1820 and 1990. The frequency is indicated in parts-per-million. Data obtained from the online tool Google Ngram Viewer.

the Earth in order to adequately reproduce the behavior of the internal dynamics of the planet, something that is, in most cases, unfeasible through analytical solutions. Similarly, analogue modelling have limitations that, in many cases, prevent the reproduction in the laboratory of the same geodynamic phenomena associated with the evolution of the planet. The use of computational models in Geodynamics makes it possible to verify whether conceptual geological models are valid from a physical point of view, not only for the current terrestrial tectonic regime, but also to probe the geodynamic past of the planet before Plate Tectonics (e.g. Moore and Webb, 2013; Korenaga, 2013) as well as a comparison with tectonism on other planets (e.g. Moresi and Solomatov, 1998; Lenardic et al., 2008).

The development of Computational Geodynamics is sustained on four pillars:

- **Physics:** Through Physics it is possible to identify the constitutive equations that govern some geological phenomenon of interest. In the case of mantle convection, research on fluid dynamics during the 19th and 20th centuries provided the basis for understanding the strength of convection cells in the Earth’s mantle in geologic time. Additionally, the theory behind the study of elastic foundations provided the mathematical basis to represent the flexural behavior of the lithosphere over the asthenospheric mantle.
- **Numerical calculus:** The choice of the mathematical method to obtain the numerical solution of specific differential equations is a crucial step in Computational Geodynamics. Intrinsic particularities of each geodynamic problem often makes it impossible to adapt codes from other areas of science, thus computational models specially designed for geodynamic problems are necessary.
- **Programming:** The degree of difficulty in transcribing numerical solutions into a programming language depends not only on the complexity of the numerical method and/or the original differential equations, but also on the computational tools available in each language. Languages such as Python and Matlab allow algebraic manipulations and solutions of large systems of equations to be easily implemented and solved internally. Similarly, tools like *Portable, Extensible Toolkit for Scientific Computation* (PETSc)

4 COMPUTATIONAL GEODYNAMICS OF SOUTH AMERICAN PLATE

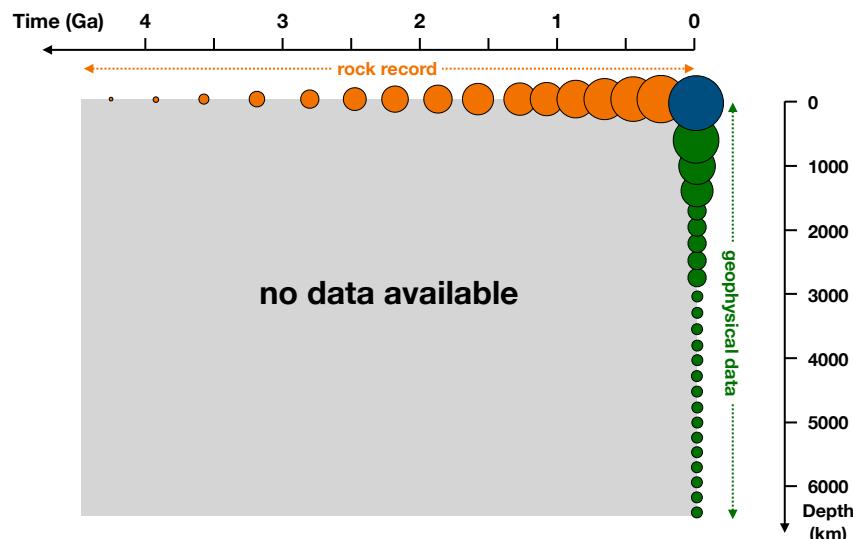


Figure 3: Representation of the different dimensions explored by geophysical and geological methods. The region indicated by “no data available” indicates the geological past of the interior of the planet Earth, where numerical models play a key role in the understanding of the geological evolution of the planet. Modified from Gerya (2014).

for C and Fortran allow the construction of sophisticated numerical codes efficiently, with a high level of abstraction.

- **Geological and geophysical constraints:** Information from geophysical and geological methods are fundamental observational constraints to reduce the number of solutions of the numerical models. Geophysical methods provide a view of the physical structure (e.g. depth of the lithosphere) and properties (e.g. density and seismic velocity) of the Earth’s interior in the **present** (from the surface to the center of the planet). On the other hand, Geology probes the Earth’s remote past through samples collected **near the surface of the planet** (Fig. 3) and provides information, for example, about their composition, age, and thermobarometric history.

In the present work we summarize the development of computational geodynamics at *Universidade de São Paulo* (USP), focused exclusively on the link between the evolution of the Earth’s surface with the geodynamic evolution of the crust and upper mantle based on the plate tectonics regime. Certainly, computational geodynamics covers many other fields in Geosciences, such as comparative planetology, core-mantle interactions, Archean geodynamics etc, but here we are restricted to modern plate tectonics and the interaction of surface processes with the lithosphere and part of the sublithospheric mantle. Initially, we present a historical overview of the research on computational geodynamics at USP, from the first flexural models of the lithosphere based

1
2
3 on elastic rheology to thermo-mechanical models with non-linear rheology, including the coupling with surface
4 processes of erosion and sedimentation.
5
6
7

8 DEVELOPMENT OF NUMERICAL GEODYNAMICS AT USP 9

10 The onset of geodynamic numerical modelling at IAG/USP can be traced back to the work of [Ussami et al.](#)
11 ([1999](#)), where a two-dimensional finite difference code was used to study the flexural and isostatic behaviour
12 of the South American lithospheric plate under the load of the Andean Cordillera and associated foreland
13 sedimentary basins, presenting a mechanical explanation for the development of the Pantanal Basin. The
14 equation numerically solved in this problem was the thin elastic plate approach, representing the flexural
15 behaviour of the lithosphere over a fluid with negligible viscosity, representing the asthenosphere ([Watts, 2001](#)).
16 Similarly, [Ussami and Molina \(1999\)](#) modeled the flexural deflection of the lithosphere along the neoproterozoic
17 Araguaia belt, central Brazil, obtaining an estimate for the lithospheric flexural rigidity for this segment of the
18 plate. Also, gravity data was used to constrain the border of the Amazon plate under the São Francisco Craton,
19 suggesting a major suture along the Araguaia belt.
20
21

22 The numerical solution of the thin elastic plate equation was later explored in three dimensions (two hor-
23 izontal dimensions plus the vertical displacement of the plate), with the development of a finite element code
24 in an irregular triangular mesh ([Sacek and Ussami, 2009](#)), aiming to evaluate how the variations of the topo-
25 graphic load of the Andean Cordillera along the orogen impacted the deflection of the lithosphere at different
26 latitudes, taking into account the variation in flexural rigidity of the plate and the three-dimensional shape of
27 the cordillera. The development of this numerical model opened the opportunity to integrate different geody-
28 namic processes in the same numerical code, such as thermal conduction and advection in the crust and mantle
29 and surface processes of erosion and sedimentation, resulting in the first model to simulate both onshore and
30 offshore parts of rifted margins in an internally consistent manner ([Sacek et al., 2012](#)), taking into account the
31 rift and post-rift phases. This work showed how the rifting phase affected the drainage pattern in the conti-
32 nental hinterland, controlling the denudation history of the margin and the influx of sediments to the marginal
33 sedimentary basins.
34
35

36 The application of this coupled numerical model expanded to other geodynamic problems in the following
37 years. Combining surface processes, Andean orogeny and isostatic flexure of the lithosphere, [Sacek \(2014\)](#)
38 presented a mechanical explanation for the development of the Amazon drainage system, connecting the Andes
39 with the equatorial margin, as a consequence of the development of the Andean Cordillera and the asymmetric
40 influx of sediments in the interior of the continent, predicting the sedimentation rate through time in the interior
41 and marginal sedimentary basins. This model was later improved to incorporate the influence of dynamic
42 topography due to the Nazca plate subduction under the South American plate, evaluating the presence of
43 aquatic environments in Western Amazonia, also controlling the evolution of habitats and the Amazonian
44 ecosystem ([Bicudo et al., 2019, 2020](#)). Additionally, this software was applied to study the denudation history
45 of the Borborema Province, in northeastern Brazil, aiming to understand the exhumation history since the
46 opening of the Atlantic Ocean, probably representing the first coupled geodynamic code to take into account
47 weathering processes in the surface processes model to control the variation of rocks erodability in space and
48 time ([Sacek et al., 2019](#)).
49
50

6 COMPUTATIONAL GEODYNAMICS OF SOUTH AMERICAN PLATE

Along with the coupled numerical models of surface processes and the flexural-isostatic response of the lithosphere, other geodynamic models were used or developed at USP, taking into account other rheological behavior besides the elastic component, exploring in detail how the stress field varies in depth. Using the CitcomCU numerical code (Moresi and Gurnis, 1996; Zhong, 2006) to simulate convection in the upper mantle, Sacek and Ussami (2013) showed how the curvature of the continental lithosphere can affect the contribution of edge-driven convection in the asthenosphere and the lateral thermal conduction along divergent continental margins, showing how these two effects probably affected the subsidence pattern along the Santos Basin in southeastern Brazil. The first model developed at USP that explored non-linear rheologies was the finite element visco-elastic model presented by Assumpção and Sacek (2013), showing how variations in the crustal thickness in the interior of Central Brazil can produce flexural stresses in the lithosphere with amplified effects close to the Earth's surface, explaining the observed seismicity in the upper crust.

In parallel, finite-element thermo-mechanical numerical models were developed to simulate the viscous flow in the asthenosphere and the interaction with the base of the continental lithosphere, quantifying how edge-driven convection affected the evolution of escarpments along divergent continental margins (Sacek, 2017). This research showed that the continuous action of asthenospheric flow under the edge of the continental lithosphere can contribute to erode part of the lithospheric keel, inducing uplift of the continental margin of the order of hundreds of meters during the post-rift phase, possibly explaining the variation of post-rift exhumation rate predicted from thermochronological data along the South Atlantic divergent margins (Gallagher and Brown, 1999a,b).

In the following years, this thermo-mechanical code was improved, using the *Portable, Extensible Toolkit for Scientific Computation* (PETSc) (Balay et al., 1997, 2021a,b), allowing the code to be fully parallelized using the Message Passing Interface (MPI), and the present version of the code can simulate different rheological behaviour, including Newtonian flow, non-linear viscous flow or visco-plastic deformation (Sacek et al., 2022). This code, named Mandyoc, is freely available on Github platform (<https://github.com/ggciag/mandyoc/>) and incorporates free surface, necessary to reproduce the topographic evolution during the numerical simulation. The Mandyoc code was applied to explore complex geodynamic problems that combines the mechanical behaviour of the continental lithosphere and the interaction with surface processes of erosion and sedimentation during and after continental rifting. Based on numerical scenarios with different degrees of coupling between the crust and lithospheric mantle, Silva and Sacek (2022) explored how the differential denudation of the continent along rifted margins affects the stress state of the lithosphere (Fig. 4). With these simulations, Silva and Sacek (2022) explored a possible mechanism to explain the evolution of the Serra do Mar and Serra da Mantiqueira escarpments, showing how the denudation along the continental margin induced flexural stresses in the continental crust that contributed to the development of the Continental Rift of Southeastern Brazil (Riccomini, 1989).

THE RELEVANCE OF THE INTEGRATION OF LITHOSPHERIC AND SURFACE PROCESSES IN COUPLED GEODYNAMIC MODELS

The formation of the main features of the Earth's surface can be explained by the internal dynamics of the planet, as a result of the present plate tectonics regime. On the other hand, the direct influence of surface processes in

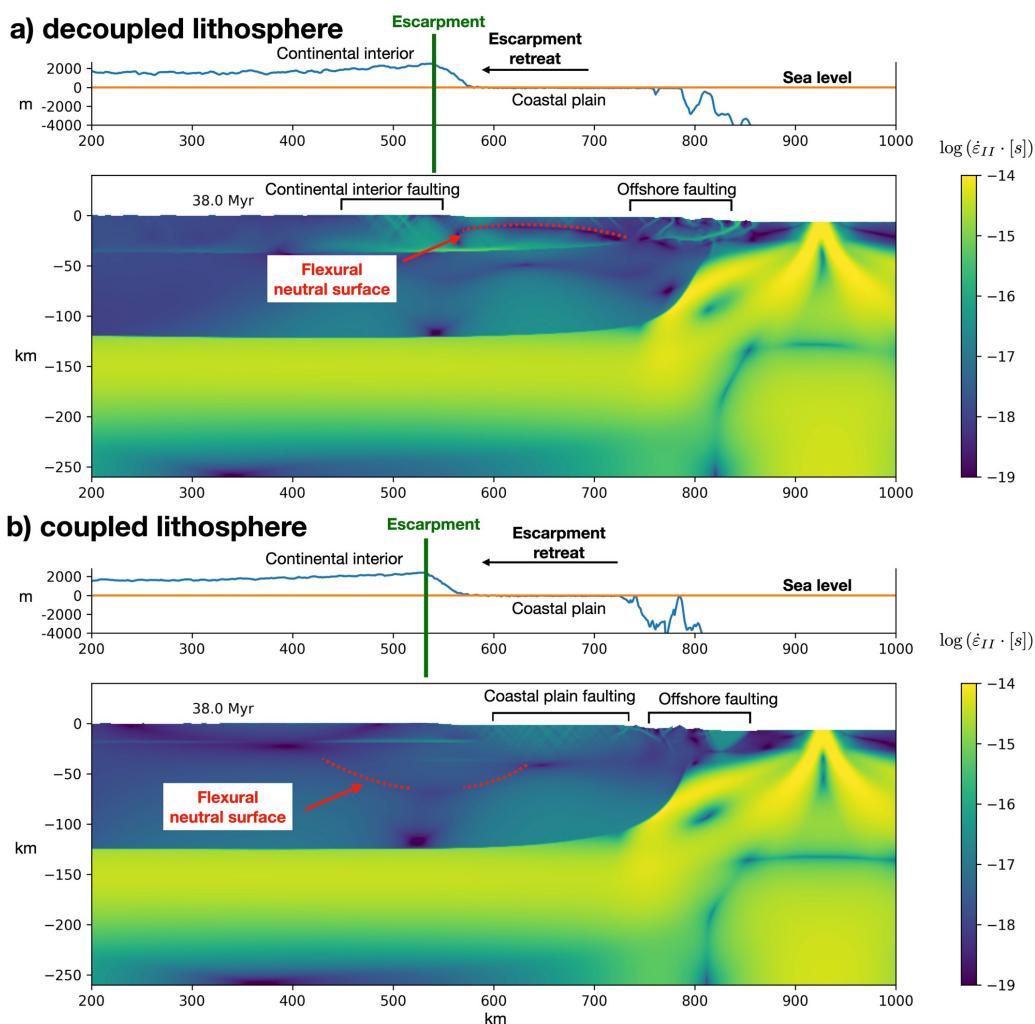


Figure 4: Comparison between two numerical scenarios for the formation and evolution of rifted margins with continental lithospheres with different rheological structure. (a) Decoupled lithosphere, where the lower crust is relatively weak and the upper crust is partially decoupled of the lithospheric mantle. (b) Coupled lithosphere, where the lower crust is rigid and the stresses can be efficiently transmitted between the crust and lithospheric mantle. The color scale indicates the strain rate pattern. Figure extracted from Silva and Sacek (2022).

the internal dynamics of the planet is not easily identified from the physical point of view, usually assumed as secondary influence on the internal evolution of the planet. In fact, the redistribution of topographic load due to surface processes of erosion and sedimentation plays an insignificant direct impact on mantle convection (Braun, 2010): the rate of erosion or sedimentation on planet Earth (< 1 cm/year) is too slow to induce feedback on mantle convection velocity in the upper mantle.

However, many numerical experiments that combine surface and lithospheric process show that the internal stress and strain rate pattern in the crust and lithospheric mantle are sensitive to the cumulative influence of surface processes of erosion and sedimentation, specially along active plate boundaries, such as during the

8 COMPUTATIONAL GEODYNAMICS OF SOUTH AMERICAN PLATE

development of mountain belts (e.g. Willett, 1999; Beaumont et al., 2004; Chen et al., 2013; Wolf et al., 2022) or divergent continental margins (e.g. Sacek et al., 2012; Andrés-Martínez et al., 2019; Beucher and Huismans, 2020; Silva and Sacek, 2022). This is counter-intuitive because the amplitude of the topographic features observed on the continents (mainly smaller than 2 km) is nearly two orders of magnitude smaller than the thickness of the continental lithosphere (100-200 km). Therefore, how can we explain the relevance of surface processes on the internal stress field of the continental lithosphere, as highlighted by previous numerical models? Based on simple isostatic and flexural analysis, here we will explain why the surface processes have a flexural influence over the lithosphere equivalent to or even greater than the influence induced by mantle dynamics.

The first aspect to be analysed is the density structure of the crust and mantle. The free surface represents the largest density contrast interface on planet Earth above the core-mantle boundary (Fig. 5): from $\sim 2700 \text{ kg/m}^3$ of the crust to nearly 1 kg/m^3 of the atmospheric air. In comparison, the density contrast between crust and mantle at the Moho is $400\text{-}500 \text{ kg/m}^3$, while the density contrasts in the mantle due to phase transitions are smaller than 400 kg/m^3 . Additionally, the convection vigor in the upper mantle is guided by temperature differences of the order of $\Delta T = 100^\circ\text{C}$ (e.g. Petersen et al., 2010), which is equivalent to a density variation $\Delta\rho = \rho_0\Delta T\alpha$ of nearly 10 kg/m^3 , assuming the reference density for the mantle $\rho_0 = 3200 \text{ kg/m}^3$ and the thermal expansion coefficient $\alpha = 3.28 \times 10^{-5} \text{ 1/K}$. Based on these density contrasts, the change of 1 km in crustal thickness due to surface processes is isostatically equivalent to displace the Moho by nearly 6 km or change the mantle temperature by 100°C in a layer 270 km thick. Therefore, any variation in crustal thickness due to erosion has a profound impact on the isostatic equilibrium of the lithosphere, affecting the stress and strain rate of the crust and lithospheric mantle, justifying the incorporation of surface processes on geodynamic models of the lithosphere.

Furthermore, a second component of our analysis is the wavelength of topographic loads over the lithosphere. The non-uniform denudation pattern observed on the continents mainly due to fluvial dynamics induces the differential erosion of the crust, resulting in abrupt lateral variations of topographic unloading of the lithosphere, which causes flexural stresses that can easily surpass differential stresses induced by long-wavelength stress pattern, like stresses induced by mantle convection under the lithosphere and consequent dynamic topography (Silva and Sacek, 2019). This can be verified by the calculation of the flexural response function ϕ_e of the lithosphere for different flexural rigidities D (Watts, 2001):

$$\phi_e(\lambda) = \left[\frac{D \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4}{(\rho_m - \rho_i)g} + 1 \right]^{-1} \quad (1)$$

where λ is the wavelength of the load applied on the lithosphere, ρ_m is the density of the asthenospheric mantle, ρ_i is the density of the medium filling the surface depression (e.g. air, water or sediments). The flexural rigidity D of the lithosphere is given by

$$D = \frac{ET_e^3}{12(1 - \nu^2)} \quad (2)$$

where E is the Young's modulus, T_e is the effective elastic thickness of the lithosphere, and ν is the Poisson's ratio.

The flexural response function ϕ_e is a non-dimensional function ranging from 0 to 1. For $\phi_e \rightarrow 0$, the wavelength of the vertical load applied over the lithosphere is small enough to be supported exclusively by

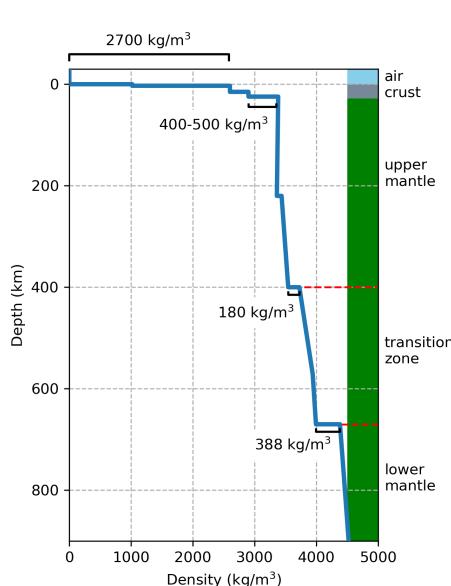


Figure 5: Density profile from the Preliminary Reference Earth Model (PREM, [Dziewonski and Anderson, 1981](#)). The density contrasts along the crust-air and mantle-crust interfaces are indicated as 2700 kg/m^3 and $400-500 \text{ kg/m}^3$, respectively. Additionally, the main density contrasts due to phase transitions in the mantle are also indicated.

the flexural rigidity of the lithosphere, and this scenario is called Bouguer response of the lithosphere. For $\phi_e \rightarrow 1$, the vertical loads over the lithosphere are compensated exclusively by the buoyancy forces exerted by the asthenosphere under the lithospheric plate, with the wavelength of the vertical load much larger than the characteristic length scale of the flexural response of the lithosphere, and this scenario is called Airy response of the lithosphere. Both end members, the Bouguer and Airy responses, induce small flexural stresses in the lithosphere, with inexpressive internal deformation in the crust and lithospheric mantle.

Flexural stresses are amplified when we have intermediate values for the flexural response function ($0 < \phi_e < 1$). In these cases, the vertical loads are partially supported by the flexural rigidity of the lithosphere and partially by the asthenospheric buoyancy forces. The range of wavelength λ in which the flexural stresses are amplified depends on the flexural rigidity of the lithosphere D , function of the effective elastic thickness T_e . For the continental lithosphere, cratonic domains are mainly represented by T_e values above 50 km ([Watts and Burov, 2003](#)). On the other hand, mobile belts and active tectonic domains are mainly characterized by $T_e < 30$ km (e.g. [Hartley et al., 1996](#)). For these relatively low T_e values, the curvature of the plate due to flexural behavior is amplified when λ is of the order of 10s to 100s km (Fig. 6). These range of λ is compatible with the dimensions of drainage basins with Cenozoic exhumation of the order of hundreds of meters to a few kilometers (e.g. [Gallagher et al., 1994](#)). As a comparison, dynamic topography induced by mantle convection under the lithospheric plate presents a wavelength of the order of thousands of kilometers ([Braun, 2010](#)). Therefore, in domains with relatively low flexural rigidity ($T_e < 30$ km), the characteristic behavior of the lithosphere is better described by the Airy response, where the lithosphere is vertically displaced with low internal deformation.

Therefore, the combination of high density contrast at the Earth's surface and the characteristic wavelength

10 COMPUTATIONAL GEODYNAMICS OF SOUTH AMERICAN PLATE

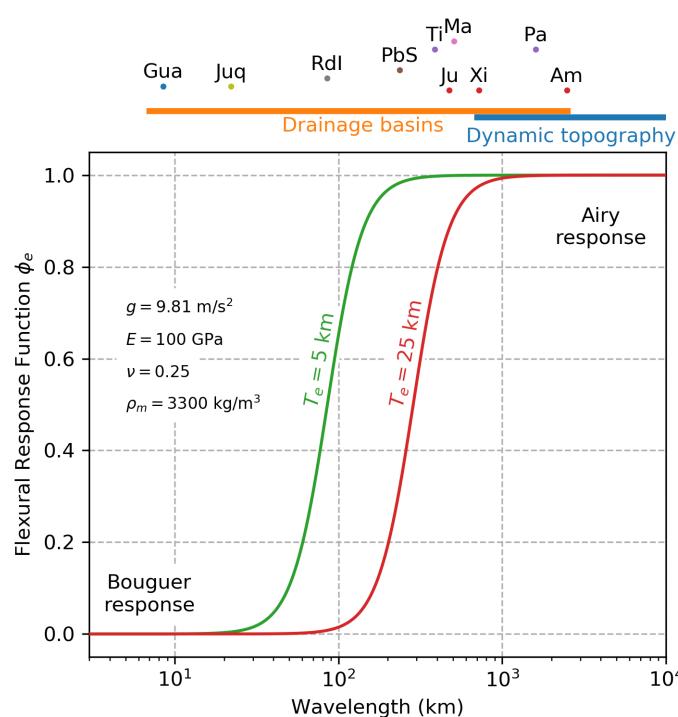


Figure 6: Flexural response function ϕ_e for two effective elastic thickness values T_e as a function of the wavelength of the vertical loads applied over the lithosphere. Am = Amazon River and its tributaries: Xi = Xingu and Ju = Juruá; Pa = Paraná River and its tributary Ti = Tietê; PbS = Paraíba do Sul River; Ma = Magdalena River; RdI = Ribeira do Iguaçú River; Juc = Juquía River; Gua = Guaratuba River. The wavelength of the large rivers ($\lambda > 100 \text{ km}$) was estimated by the square root of the drainage area. For small drainage basins ($\lambda < 100 \text{ km}$) the wavelength was estimated by the distance from the main drainage divide to the Atlantic coast.

of erosive exhumation of the crust are key components to understand the relevance of surface processes on the stress pattern observed mainly in the continental lithosphere.

COUPLED GEODYNAMIC NUMERICAL MODELS: PAST, PRESENT AND FUTURE PERSPECTIVES

Based on simple isostatic and flexural analyses, in the previous section we highlighted the importance of surface processes on the geodynamic evolution of the lithosphere. Therefore, the incorporation of surface processes is a key ingredient to appropriately simulate the stress and strain rate pattern in the crust and lithospheric mantle through the geological time scale.

In the last five years, different coupled thermo-mechanical and surface processes models developed by different research groups showed how complex is the feedback mechanism between surface processes and the internal dynamics of the lithosphere along rifted continental margins (e.g. [Andrés-Martínez et al., 2019](#); [Silva and Sacek, 2019](#); [Beucher and Huismans, 2020](#); [Pérez-Gussinyé et al., 2020](#); [Silva and Sacek, 2022](#)), affecting the thermal structure of the stretched lithosphere, the creation and preservation of escarpments along the margin, and the

1
2
3 onshore/offshore post-rift tectonism. In comparison, the application of these kind of coupled models along
4 convergent margins has a history of application of more than two decades (e.g. Willett, 1999; Beaumont et al.,
5 2004; Wolf et al., 2022), showing how the precipitation pattern and the consequent exhumation of the orogen
6 control the geodynamic evolution of the convergent margin. However, little attention is given to the long-term
7 impact of surface processes in regions of relative tectonic quiescence, far from plate borders. In part, the lack
8 of attention on this problem derives from the monotonous evolution of this kind of tectonic scenario and the
9 timing consuming simulation of the order of 10s to 100s Myr, instead of just a few Myr usually adopted in
10 models applied on active margins.
11

12
13
14
15 The integration of surface processes and the thermo-mechanical evolution of the lithosphere is an active
16 research topic, and important advances have been made in recent years. One important development was
17 the creation of the *free surface stabilization algorithm* (Kaus et al., 2010), allowing the simulation of thermo-
18 mechanical models with time steps of thousands of years. Before this algorithm, the stable time steps for
19 models with free surface were of just a few hundreds of years, making the simulation on geological timescale
20 prohibitive. Additionally, efficient surface processes algorithms (Braun and Willett, 2013; Yuan et al., 2019)
21 allowed the simulation of surface processes on regional to continental scale with spatial resolution of just a few
22 kilometers.
23

24
25
26 The coupling of the thermo-mechanical and surface processes is challenging because the mesh resolution is
27 usually different and incorrect interpolation techniques can create artefacts on the numerical representation of
28 the landscape. The use of adaptive meshes (Braun and Sambridge, 1997) is a good strategy to overcome this
29 problem but is rarely used, probably due to its implementation complexity. Another challenge for numerical
30 coupled models is the full integration of 3D thermo-mechanical models with 2D surface processes models. A
31 common approach in recent coupled models is the coupling of 2D thermo-mechanical models in a vertical section
32 combined with 2D surface processes model in plan view, known as “T models” (e.g. Wolf et al., 2022). This
33 approach is convenient specially when the tectonic evolution of the lithosphere can be adequately represented by
34 two-dimensional geometry. Recent numerical models successfully combined the 3D thermo-mechanical evolution
35 with surface process models in scenarios with complex three-dimensional geometry (e.g. Koptev et al., 2022).
36
37
38
39
40
41
42

43 ONGOING RESEARCH PROJECTS ON COMPUTATIONAL GEODYNAMICS AT USP

44
45 The research group on computational geodynamics at USP is working on different lines of geodynamic problems
46 that combine the interaction of surface and lithospheric problems. Here we present some of the research lines
47 developed by the group:
48

- 49
50
51 • Influence of rifted margins on the dynamics of collisional orogens over time: this project aims to numer-
52 ically simulate the formation of orogens from previous rifted continental margins considering a variable
53 initial thermal structure, according to Earth’s geological age, to evaluate the role of the upper mantle
54 thermal structure and the geometry of rifted margins on the formation and evolution of Fanerozoic and
55 Neoproterozoic orogens.
56
57 • Asthenospheric flow around cratonic keels and its impact on the stress field in the lithospheric mantle
58 and crust: the movement of the continental lithosphere relative to the base of the upper mantle induces
59

12 COMPUTATIONAL GEODYNAMICS OF SOUTH AMERICAN PLATE

1
2
3 stresses at the base of the lithospheric mantle that can be transmitted to the upper crust depending on
4 the degree of coupling between the crust and mantle, affecting the continental stress state in the geological
5 time scale.
6

- 7 • Subduction of aseismic ridges in oceanic plates and the interaction with the continental upper plate:
8 The buoyancy variability of the oceanic lithosphere due to changes in temperature structure and crustal
9 thickness can have an important impact on the angle of subduction, eventually affecting the isostatic and
10 flexural state of the adjacent continental lithosphere. One important example is the development of the
11 Fitzcarrald Arch in western Amazonia due to the subduction of the Nazca Plate under the western margin
12 of South America.
- 13 • Fluvial incisions on the Earth's surface and their impact on the flexural stresses in the interior of the
14 continental lithosphere: The local exhumation of rocks due to fluvial erosion can induce flexural stresses
15 in the lithosphere ([Silva and Sacek, 2022](#)), inducing bending of the crust and consequently reshaping the
16 landscape. As a natural example, the numerical scenarios explored in this work will be applied to the
17 Vaza-Barris drainage basin in northeastern Brazil, where the flanks of the fluvial valley present an upward
18 deflection probably induced as a flexural response of the crust.
- 19 • Fluvial impact of development of arches on the evolution of the Amazon Drainage Basin: the low slope
20 observed in the drainage basin of the Amazon river, connecting the Andean Cordillera with the Equatorial
21 Atlantic margin, is sensitive to the influence of the internal dynamics of the Earth, specially induced by
22 the subduction of the Nazca Plate. Besides the dynamic topography ([Bicudo et al., 2019, 2020](#)), the local
23 uplift of the Fitzcarrald and Vaupés Arches shaped the drainage pattern in western Amazonia during the
24 last millions of years, affecting the evolution of the internal and marginal sedimentary basins.

38 CONCLUSION

39
40 In the present work we analysed the isostatic and flexural effects of surface processes on the stress field of
41 the lithosphere. We conclude that the high density contrast between the crust and the atmospheric air at the
42 Earth's surface implies that a variation in crustal thickness due to erosion or sedimentation has a profound
43 impact on the isostatic equilibrium of the lithosphere. Additionally, the characteristic wavelength of denudation
44 along the drainage basins of the order of 10s to 100s of kilometers can induce flexural stresses in the lithosphere
45 that cannot be reproduced by long-wavelength perturbations induced by dynamic topography, for example.

46 These arguments reinforce the importance of the coupling of surface and lithospheric processes in numerical
47 models to appropriately understand the geodynamic evolution of the lithosphere under different tectonic regimes.
48 Different models were developed in the last years integrating lithospheric and surface processes, resulting in
49 counter-intuitive scenarios that could not be predicted when the geodynamic model neglected the interaction
50 with the surface dynamics, mainly along active continental margins. However, less attention was paid on the
51 geodynamic evolution of continental lithosphere on periods of relative tectonic quiescence, where the long-term
52 influence of surface processes is underestimated. Therefore, a vast range of coupled numerical scenarios can be
53 explored in the future to understand the geodynamic evolution of the lithosphere in domains far from plate
54 boundaries.

1

2

3

CONFLICTS OF INTEREST

4

5

The authors declare no conflict of interest.

6

7

8

COPYRIGHT AND OPEN ACCESS

9

10

All copyrights are reserved to authors. The journal keeps the publishing rights.

11

12

13

REFERENCES

14

15

Andrés-Martínez, M., M. Pérez-Gussinyé, J. Armitage, and J. Morgan, 2019, Thermomechanical implications of sediment transport for the architecture and evolution of continental rifts and margins: *Tectonics*, **38**, 641–665, doi: 10.1029/2018TC005346.

16

Assumpção, M., and V. Sacek, 2013, Intra-plate seismicity and flexural stresses in central Brazil: *Geophysical Research Letters*, **40**, 487–491.

17

Balay, S., S. Abhyankar, M. Adams, J. Brown, P. Brune, K. Buschelman, L. Dalcin, A. Dener, V. Eijkhout, W. Gropp, D. Karpeyev, D. Kaushik, M. Knepley, D. May, L. McInnes, R. Mills, T. Munson, K. Rupp, P. Sanan, B. Smith, S. Zampini, and H. Zhang, 2021a, PETSc users manual: Technical Report ANL-95/11 - Revision 3.15, Argonne National Laboratory.

18

Balay, S., S. Abhyankar, M. Adams, J. Brown, P. Brune, K. Buschelman, L. Dalcin, A. Dener, V. Eijkhout, W. Gropp, D. Karpeyev, D. Kaushik, M. Knepley, D. May, L. McInnes, R. Mills, T. Munson, K. Rupp, P. Sanan, B. Smith, S. Zampini, and H. Zhang, 2021b, PETSc Web page.

19

Balay, S., W. Gropp, L. McInnes, and B. Smith, 1997, Efficient management of parallelism in object oriented numerical software libraries: *Modern Software Tools in Scientific Computing*, Birkhäuser Press, 163–202.

20

Beaumont, C., R. Jamieson, M. Nguyen, and S. Medvedev, 2004, Crustal channel flows: 1. numerical models with applications to the tectonics of the Himalayan-Tibetan orogen: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **109**.

21

Beucher, R., and R. Huismans, 2020, Morphotectonic Evolution of Passive Margins Undergoing Active Surface Processes: Large-Scale Experiments Using Numerical Models: *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **21**, e2019GC008884, doi: 10.1029/2019GC008884.

22

Bicudo, T., V. Sacek, and R. Almeida, 2020, Reappraisal of the relative importance of dynamic topography and Andean orogeny on Amazon landscape evolution: *Earth and Planetary Science Letters*, **546**, 116423.

23

Bicudo, T., V. Sacek, R. Almeida, J. Bates, and C. Ribas, 2019, Andean tectonics and mantle dynamics as a pervasive influence on Amazonian ecosystem: *Scientific Reports*, **9**, 1–11.

24

Braun, J., 2010, The many surface expressions of mantle dynamics: *Nature Geoscience*, **3**, 825–833.

25

Braun, J., and M. Sambridge, 1997, Modelling landscape evolution on geological time scales: a new method based on irregular spatial discretization: *Basin Research*, **9**, 27–52.

26

Braun, J., and S. D. Willett, 2013, A very efficient $O(n)$, implicit and parallel method to solve the stream power equation governing fluvial incision and landscape evolution: *Geomorphology*, **180**, 170–179.

27

Chen, L., T. Gerya, Z. Zhang, G. Zhu, T. Duretz, and W. R. Jacoby, 2013, Numerical modeling of eastern Tibetan-type margin: Influences of surface processes, lithospheric structure and crustal rheology: *Gondwana*

14 COMPUTATIONAL GEODYNAMICS OF SOUTH AMERICAN PLATE

- 1
2
3 Research, **24**, 1091–1107.
4
5 Dziewonski, A., and D. Anderson, 1981, Preliminary reference earth model: Physics of the earth and planetary
6 interiors, **25**, 297–356.
7
8 Gallagher, K., and R. Brown, 1999a, Denudation and uplift at passive margins: the record on the atlantic
9 margin of southern africa: Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical,
10 Physical and Engineering Sciences, **357**, 835–859.
11
12 Gallagher, K., and R. Brown, 1999b, The mesozoic denudation history of the atlantic margins of southern africa
13 and southeast brazil and the relationship to offshore sedimentation: Geological Society, London, Special
14 Publications, **153**, 41–53.
15
16 Gallagher, K., C. Hawkesworth, and M. Mantovani, 1994, The denudation history of the onshore continental
17 margin of se brazil inferred from apatite fission track data: Journal of Geophysical Research: Solid Earth,
18 **99**, 18117–18145.
19
20 Gerya, T., 2014, Precambrian geodynamics: concepts and models: Gondwana Research, **25**, 442–463.
21
22 Gordon, R., 1965, Diffusion creep in the earth's mantle: Journal of Geophysical Research, **70**, 2413–2418.
23
24 Hartley, R., A. Watts, and J. Fairhead, 1996, Isostasy of africa: Earth and Planetary Science Letters, **137**,
25 1–18.
26
27 Ismail-Zadeh, A., and P. Tackley, 2010, Computational methods for geodynamics: Cambridge University Press.
28
29 Kaus, B. J., H. Mühlhaus, and D. A. May, 2010, A stabilization algorithm for geodynamic numerical simulations
30 with a free surface: Physics of the Earth and Planetary Interiors, **181**, 12–20.
31
32 Koptev, A., M. Nettesheim, S. Falkowski, and T. A. Ehlers, 2022, 3d geodynamic-geomorphologic modelling of
33 deformation and exhumation at curved plate boundaries: Implications for the southern alaskan plate corner:
34 Scientific Reports, **12**, 1–14.
35
36 Korenaga, J., 2013, Initiation and evolution of plate tectonics on earth: theories and observations: Annual
37 review of earth and planetary sciences, **41**, 117–151.
38
39 Lenardic, A., A. Jellinek, and L. Moresi, 2008, A climate induced transition in the tectonic style of a terrestrial
40 planet: Earth and Planetary Science Letters, **271**, 34–42.
41
42 McKenzie, D., 1967, The viscosity of the mantle: Geophysical Journal International, **14**, 297–305.
43
44 Minear, J., and M. Toksöz, 1970, Thermal regime of a downgoing slab and new global tectonics: Journal of
45 Geophysical Research, **75**, 1397–1419.
46
47 Moore, W., and A. Webb, 2013, Heat-pipe earth: Nature, **501**, 501–505.
48
49 Moresi, L., and M. Gurnis, 1996, Constraints on the lateral strength of slabs from three-dimensional dynamic
50 flow models: Earth and Planetary Science Letters, **138**, 15–28.
51
52 Moresi, L., and V. Solomatov, 1998, Mantle convection with a brittle lithosphere: thoughts on the global tectonic
53 styles of the earth and venus: Geophysical Journal International, **133**, 669–682.
54 Pérez-Gussinyé, M., M. Andrés-Martínez, M. Araújo, Y. Xin, J. Armitage, and J. Morgan, 2020, Lithospheric
55 strength and rift migration controls on synrift stratigraphy and breakup unconformities at rifted margins:
56 Examples from numerical models, the atlantic and south china sea margins: Tectonics, **39**, e2020TC006255.
57
58 Petersen, K., S. Nielsen, O. Clausen, R. Stephenson, and T. Gerya, 2010, Small-scale mantle convection produces
59 stratigraphic sequences in sedimentary basins: Science, **329**, 827–830.
60

- 1 Riccomini, C., 1989, O rift continental do sudeste do brasil: PhD thesis, Universidade de São Paulo.
- 2 Sacek, V., 2014, Drainage reversal of the amazon river due to the coupling of surface and lithospheric processes:
- 3 Earth and Planetary Science Letters, **401**, 301–312.
- 4 Sacek, V., 2017, Post-rift influence of small-scale convection on the landscape evolution at divergent continental
- 5 margins: Earth and Planetary Science Letters, **459**, 48–57.
- 6 Sacek, V., J. Assunção, A. Pesce, and R. da Silva, 2022, Mandyoc: A finite element code to simulate thermo-
- 7 chemical convection in parallel: Journal of Open Source Software, **7**, 4070.
- 8 Sacek, V., J. Braun, and P. Van Der Beek, 2012, The influence of rifting on escarpment migration on high
- 9 elevation passive continental margins: Journal of Geophysical Research: Solid Earth, **117**.
- 10 Sacek, V., J. Morais Neto, P. Vasconcelos, and I. de Oliveira Carmo, 2019, Numerical modeling of weath-
- 11 ering, erosion, sedimentation, and uplift in a triple junction divergent margin: Geochemistry, Geophysics,
- 12 Geosystems, **20**, 2334–2354.
- 13 Sacek, V., and N. Ussami, 2009, Reappraisal of the effective elastic thickness for the sub-Andes using 3-d
- 14 finite element flexural modelling, gravity and geological constraints: Geophysical Journal International, **179**,
- 15 778–786.
- 16 Sacek, V., and N. Ussami, 2013, Upper mantle viscosity and dynamic subsidence of curved continental margins:
- 17 Nature communications, **4**, 1–6.
- 18 Silva, R., and V. Sacek, 2019, Shallow necking depth and differential denudation linked to post-rift continental
- 19 reactivation: The origin of the Cenozoic basins in southeastern Brazil: Terra Nova, **31**, 527–533.
- 20 Silva, R. d., and V. Sacek, 2022, Influence of surface processes on postrift faulting during divergent margins
- 21 evolution: Tectonics, **41**, e2021TC006808.
- 22 Torrance, K., and D. Turcotte, 1971, Thermal convection with large viscosity variations: Journal of Fluid
- 23 Mechanics, **47**, 113–125.
- 24 Turcotte, D., and G. Schubert, 2002, Geodynamics: Cambridge university press.
- 25 Ussami, N., and E. Molina, 1999, Flexural modeling of the neoproterozoic Araguaia belt, central Brazil: Journal
- 26 of South American Earth Sciences, **12**, 87–98.
- 27 Ussami, N., S. Shiraiwa, and J. Dominguez, 1999, Basement reactivation in a sub-Andean foreland flexural
- 28 bulge: The Pantanal wetland, SW Brazil: Tectonics, **18**, 25–39.
- 29 Watts, A., 2001, Isostasy and flexure of the lithosphere: Cambridge University Press.
- 30 Watts, A., and E. Burov, 2003, Lithospheric strength and its relationship to the elastic and seismogenic layer
- 31 thickness: Earth and Planetary Science Letters, **213**, 113–131.
- 32 Willett, S., 1999, Orogeny and orography: The effects of erosion on the structure of mountain belts: Journal of
- 33 Geophysical Research: Solid Earth, **104**, 28957–28981.
- 34 Wolf, S., R. Huismans, J. Braun, and X. Yuan, 2022, Topography of mountain belts controlled by rheology and
- 35 surface processes: Nature, 1–6.
- 36 Yuan, X., J. Braun, L. Guerit, D. Rouby, and G. Cordonnier, 2019, A new efficient method to solve the stream
- 37 power law model taking into account sediment deposition: Journal of Geophysical Research: Earth Surface,
- 38 **124**, 1346–1365.
- 39 Zhong, S., 2006, Constraints on thermochemical convection of the mantle from plume heat flux, plume excess

16 COMPUTATIONAL GEODYNAMICS OF SOUTH AMERICAN PLATE

1
2
3 temperature, and upper mantle temperature: Journal of Geophysical Research: Solid Earth, **111**.
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60

For Review Only

7. Cronograma

Os objetivos destacados no relatório anterior foram modificados e o plano de pesquisa segue como mostra a tabela 7.1.

Tabela 7.1 - Plano de pesquisa.

Tarefa	2020a	2020b	2021a	2021b	2022a	2022b	2023a	2023b
Disciplinas				×				
Familiarização numérica	×	×	×					
<i>Benchmarks</i>		×	×					
Redação de artigo (<i>Mandyoc</i>)			×	×				
Simulações sintéticas ¹				×	×			
Exame de Qualificação ²				×	×			
Redação de artigo (modelo sintético)					×	×		
Simulações reais ³					×	×	×	×
Redação (tese e artigo)					×	×	×	×
Apresentação Final								×

Com a publicação do artigo do *Mandyoc* à *JOSS*, o foco agora é a implementação da mudança de fase ao código *Mandyoc*.

¹ Geometria e estrutura térmica simples serão utilizadas.

² Inscrição no exame de qualificação em 2021b, e realização em 2022a.

³ Geometria da placa e espessuras litosféricas de modelos globais e regionais serão utilizadas com a devida estrutura térmica.

Referências Bibliográficas

- Allen P. A., Allen J. R., Basin analysis: Principles and application to petroleum play assessment 3 edn. John Wiley & Sons, 2013
- Alvarado P., Pardo M., Gilbert H., Miranda S., Anderson M., Saez M., Beck S., , 2009 in Kay S. M., Ramos V. A., Dickinson W. R., eds, , Backbone of the Americas: Shallow subduction, plateau uplift, and ridge and terrane collision. Geological Society of America Chapt. 11 pp 261–278
- Amaru M., Global travel time tomography with 3-D reference models. vol. 274, Utrecht University, 2007
- Antonijevic S. K., Wagner L. S., Kumar A., Beck S. L., Long M. D., Zandt G., Tavera H., Condori C., The role of ridges in the formation and longevity of flat slabs, Nature, 2015, vol. 524, p. 212
- Assunção J. F. G., Dynamic topography and mantle convection induced by subduction of oceanic lithosphere: a numerical approach, São Paulo: Universidade de São Paulo, 2019, Dissertação de Mestrado, 122 p.
- Barazangi M., Isacks B. L., Spatial distribution of earthquakes and subduction of the Nazca plate beneath South America, geology, 1976, vol. 4, p. 686
- Becker T. W., Faccenna C., , 2009 in Lallemand S., Funiciello F., eds, , Subduction Zone Geodynamics 1 edn, Springer Berlin Chapt. 1 pp 3–34
- Bishop B. T., Beck S. L., Zandt G., Wagner L., Long M., Antonijevic S. K., Kumar A., Tavera H., Causes and consequences of flat-slab subduction in southern Peru, Geosphere, 2017, vol. 13, p. 1392

- Braun J., The many surface expressions of mantle dynamics, *Nature Geoscience*, 2010, vol. 3, p. 825
- Byerlee J. D., Brittle-ductile transition in rocks, *Journal of Geophysical Research*, 1968, vol. 73, p. 4741
- Cahill T., Isacks B. L., Seismicity and shape of the subducted Nazca plate, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 1992, vol. 97, p. 17503
- Drucker D. C., Prager W., Soil mechanics and plastic analysis or limit design, *Quarterly of applied mathematics*, 1952, vol. 10, p. 157
- Espurt N., Baby P., Brusset S., Roddaz M., Hermoza W., Regard V., Antoine P.-O., Salas-Gismondi R., Bolanos R., How does the Nazca Ridge subduction influence the modern Amazonian foreland basin?, *Geology*, 2007, vol. 35, p. 515
- Fukao Y., Obayashi M., Subducted slabs stagnant above, penetrating through, and trapped below the 660 km discontinuity, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 2013, vol. 118, p. 5920
- Gerya T., Introduction to numerical geodynamic modelling 1 edn. Cambridge University Press Cambridge, 2010
- Gerya T., Precambrian geodynamics: Concepts and models, *Gondwana Research*, 2014, vol. 25, p. 442
- Gleason G. C., Tullis J., A flow law for dislocation creep of quartz aggregates determined with the molten salt cell, *Tectonophysics*, 1995, vol. 247, p. 1
- Gutscher M.-A., Malavieille J., Lallemand S., Collot J.-Y., Tectonic segmentation of the North Andean margin: impact of the Carnegie Ridge collision, *Earth and Planetary Science Letters*, 1999, vol. 168, p. 255
- Hayes G. P., Moore G. L., Portner D. E., Hearne M., Flamme H., Furtney M., Smoczyk G. M., Slab2, a comprehensive subduction zone geometry model, *Science*, 2018, vol. 362, p. 58
- Karato S.-i., Wu P., Rheology of the upper mantle: A synthesis, *Science*, 1993, vol. 260, p. 771

- Lu C., Grand S. P., Lai H., Garnero E. J., TX2019slab: A New P and S Tomography Model Incorporating Subducting Slabs, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 2019, vol. 124, p. 11549
- Manea V. C., Pérez-Gussinyé M., Manea M., Chilean flat slab subduction controlled by overriding plate thickness and trench rollback, *Geology*, 2012, vol. 40, p. 35
- Mooney W. D., , 2015 in Schubert G., ed., , Vol. 1, *Treatise on Geophysics* 2 edn, Elsevier Oxford Chapt. 11 pp 339–390
- Moresi L., Solomatov V., Mantle convection with a brittle lithosphere: thoughts on the global tectonic styles of the Earth and Venus, *Geophysical Journal International*, 1998, vol. 133, p. 669
- Müller R. D., Sdrolias M., Gaina C., Roest W. R., Age, spreading rates, and spreading asymmetry of the world's ocean crust, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 2008, vol. 9
- Obayashi M., Yoshimitsu J., Nolet G., Fukao Y., Shiobara H., Sugioka H., Miyamachi H., Gao Y., Finite frequency whole mantle P wave tomography: Improvement of subducted slab images, *Geophysical Research Letters*, 2013, vol. 40, p. 5652
- Pasyanos M. E., Masters T. G., Laske G., Ma Z., LITHO1. 0: An updated crust and lithospheric model of the Earth, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 2014, vol. 119, p. 2153
- Ramos V. A., Folguera A., Andean flat-slab subduction through time, *Geological Society, London, Special Publications*, 2009, vol. 327, p. 31
- Ranalli G., *Rheology of the Earth*. Springer Science & Business Media, 1995
- Sacek V., Assunção J., Pesce A., Monteiro da Silva R., Mandyoc: A finite element code to simulate thermochemical convection in parallel, 2022
- Schellart W. P., Freeman J., Stegman D. R., Moresi L., May D., Evolution and diversity of subduction zones controlled by slab width, *Nature*, 2007, vol. 446, p. 308

- Schepers G., Van Hinsbergen D. J., Spakman W., Kosters M. E., Boschman L. M., McQuarrie N., South-American plate advance and forced Andean trench retreat as drivers for transient flat subduction episodes, *Nature communications*, 2017, vol. 8, p. 15249
- Schubert G., Turcotte D. L., Olson P., *Mantle convection in the Earth and planets*. Cambridge University Press, 2001
- Simmons N. A., Myers S. C., Johannesson G., Matzel E., LLNL-G3Dv3: Global P wave tomography model for improved regional and teleseismic travel time prediction, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 2012, vol. 117
- Spiegel E. A., Veronis G., On the Boussinesq approximation for a compressible fluid., *The Astrophysical Journal*, 1960, vol. 131, p. 442
- Stern R. J., Subduction zones, *Reviews of geophysics*, 2002, vol. 40, p. 3
- Strak V., Schellart W., Thermo-Mechanical Numerical Modeling of the South American Subduction Zone: A Multi-Parametric Investigation, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 2021, vol. 126, p. e2020JB021527
- Turcotte D. L., Schubert G., *Geodynamics* 2 edn. Cambridge University Press New York, 2002
- van Hunen J., Van Den BERG A. P., Vlaar N. J., On the role of subducting oceanic plateaus in the development of shallow flat subduction, *Tectonophysics*, 2002, vol. 352, p. 317
- van Keken P. E., Currie C., King S. D., Behn M. D., Cagnioncle A., He J., Katz R. F., Lin S.-C., Parmentier E. M., Spiegelman M., Wang K., A community benchmark for subduction zone modeling, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 2008, vol. 171, p. 187
- Vogt P., Subduction and aseismic ridges, *Nature*, 1973, vol. 241, p. 189
- Zhong S. J., Yuen D. A., Moresi L. N., , 2007 in Bercovici D., ed., , Vol. 7, *Treatise on Geophysics*, Volume 7: Mantle Dynamics 1 edn, Elsevier Amsterdam Chapt. 5 pp 227–252