

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Adela Androvičová

Počítačové simulace subdukce litosféry

Katedra geofyziky

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Hana Čížková, Dr.

Studijní program: Fyzika

2008

Chcela by som poďakovať mojej vedúcej bakalárskej práce, Mgr. Hane Čížkovej, Dr., za podnetné nápady a odborné rady pri vypracúvaní práce a mojej rodine za podporu pri štúdiu.

Prehlasujem, že som svoju bakalársku prácu napísala samostatne a výhradne s použitím citovaných prameňov. Súhlasím so zapožičiavaním práce a jej zverejňovaním.

V Prahe dňa 29.5.2008

Adela Androvičová

Obsah

1	Subdukcia litosferických dosiek	5
1.1	Rovnice plášťového tečenia	6
1.2	Reologický popis plášťa a subdukovanej litosféry	8
1.2.1	Newtonovské tečenie	8
1.2.2	Mocninné tečenie	8
1.2.3	Peierlsovo tečenie	9
1.2.4	Kompozitný reologický model	9
1.2.5	Reologický model kôry	13
2	Vplyv Peierlsovho tečenia na deformáciu dosky	15
2.1	Popis modelu	15
2.2	Výsledky počítačového modelovania	17
2.2.1	Limitor napätia verzus Peierlsov mechanizmus	17
2.2.2	Efekt limitoru napätia	20
2.2.3	Efekt Peierlsovho mechanizmu	22
3	Záver	29
	Literatura	31

Název práce: Počítačové simulace subdukce litosféry
Autor: Adela Androvičová
Katedra (ústav): Katedra geofyziky
Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Hana Čížková, Dr.
e-mail vedoucího: hk@karel.troja.mff.cuni.cz

Abstrakt: Proces subdukcie litosferických dosiek je ovplyvňovaný mnohými faktormi, pričom jedným z najdôležitejších je reologický popis dosiek a plášťa. Experimentálnymi metódami boli zistené tri hlavné deformačné mechanizmy: lineárne newtonovské tečenie, mocninné tečenie a silno nelineárne Peierlsovo tečenie. V predloženej práci študujeme proces subdukcie litosferických dosiek za použitia dvoch reologických popisov. Prvý kompozitný reologický model zahrňuje: lineárne newtonovské tečenie, mocninné tečenie a Peierlsovo tečenie. V druhom modeli mechanizmus Peierlsovho tečenia nahradzujeme jeho aproximáciou, mocninným limitom napätia. Naším cieľom je porovnať výsledky získané v jednotlivých modeloch pre rôzne hodnoty limitu napätia a Peierlsovho napätia a diskutovať, pre ktoré hodnoty parametrov je aproximácia Peierlsovho mechanizmu limitom napätia oprávnená.

Klíčová slova: subdukcia litosféry, reologický popis, limitor napätia, Peierlsovo tečenie

Title: Numerical Modeling of The Litospheric Subduction
Author: Adela Androvičová
Department: Department of geophysics
Supervisor: Mgr. Hana Čížková, Dr.
Supervisor's e-mail address: hk@karel.troja.mff.cuni.cz

Abstract: Subduction of the oceanic lithosphere depends on many parameters; among them one of the most important is the rheological description of the slabs and the mantle. The laboratory experiments revealed three main mechanisms of the deformation: the diffusion creep, the dislocation creep and Peierls creep. In the present work we study the subduction of slabs by using two different rheological models. The first composite rheological model includes the diffusion creep, the dislocation creep and Peierls creep. In the second one we replace Peierls creep by its approximation - a power-law stress limiting mechanism. We discuss the results from these two groups of models for different values of their parameters: yield stress and the Peierls stress, and compare the dynamical behaviour of the slabs in corresponding models with Peierls creep and stress limiter.

Keywords: subduction, rheology, stress limiter, Peierls creep

Kapitola 1

Subdukcia litosferických dosiek

Vrchná vrstva zemského plášťa, asi 100 km hrubá pevná litosféra, je rozlámaná na litosferické dosky, ktoré sa pohybujú po menej pevnej astenosfére. Litosferické dosky voči sebe môžu dosahovať rýchlosti až 10 cm/rok. Nová litosféra vzniká na stredoocéánskych chrbtoch, kde sa dve litosferické dosky od seba odtláčajú a horúci materiál vystupuje na povrch. Naopak v subdukčných zónach sa staršia chladná (a teda pevnejšia) litosferická doska podsúva pod ďalšiu litosferickú dosku - subdukuje sa späť do plášťa. Horizontálne pohyby litosferických dosiek sú povrchovými prejavmi konvekcie (tečenia) v zemskom plášti.

Deformáciu zemského telesa pre procesy s rôznymi charakteristickými časmi popisujeme odlišnými reologickými popismi. Vzhľadom k slapovým javom alebo seizmickej činnosti (krátkodobé procesy) môžeme Zem považovať za elastické teleso. Pri stredne dlho trvajúcich deformáciách (napr. postglaciálny výzdvih) sa Zem prejavuje ako viskoelastické teleso. Pomalé deje, ako je tečenie v plášti či subdukcia litosferických dosiek, obvykle popisujeme viskóznym modelom.

Reologické vlastnosti plášťa a subdukovanej litosféry sú odvodzované hlavne z experimentov minerálovej fyziky. Najpriamejšie odhady reologického správania sa plášťa Zeme pochádzajú z laboratórnych deformačných experimentov pri vysokých teplotách a tlakoch (napr. *Karato a Wu, 1993*). Najviac zastúpeným minerálom vo vrchnom plášti je olivín, z ktorého vlastností pri reologickom popise vychádzame. Z experimentov vieme o troch deformačných mechanizmoch, prevažujúcich pri rozdielnych tlakových a teplotných podmienkach. Sú to: lineárne newtonovské tečenie, mocninné tečenie a silno nelineárne Peierlsovo tečenie. Z vysokotlakých experimentov poznáme tiež parametre teplotnej, tlakovej a napäťovej závislosti týchto reologických mechanizmov. Musíme si však uvedomiť, že tento popis nie je úplne presný a vždy sa dopúšťame určitých chýb. Je to dané jednak tým, že zemský plášť a subdukujúce dosky sú tvorené zmesou minerálov, nie len samotným olivínom a jednak samotnou nepresnosťou prevádzaných experimentov. (Hoci sa experimenty robia pri vysokých teplotách a tlakoch, stále nie sú dostatočne vysoké z hľadiska zemského telesa a pri extrapolácii na vyššie hodnoty do-

chádza k značným chybám, experimenty sú robené v oveľa kratších časových škálach než zodpovedá deformačným procesom v Zemi, atď.)

Zo seizmickej tomografie vieme, že deformácia subdukovaných litosferických dosiek v plášti sa oblasť od oblasti líši. Niekde subdukovaná doska preniká do spodného plášťa bez výraznejšej deformácie, niekde môže byť zastavená endotermným fázovým rozhraním v hĺbke 660 km a zostáva ležať nad ním, prípadne je dočasne zastavená, ale po istom čase predsa len do spodného plášťa preniká. Priebeh deformácie dosky pri subdukcii je ovplyvňovaný mnohými faktormi, napr. vekom dosky - priamo súvisiacim s rozložením teploty v doske, obsahom vody v doske, chemickým zložením, ale predovšetkým jej reologickým popisom.

Deformácii subdukovaných dosiek v plášti bolo v minulosti venovaných mnoho prác, ktorých autori sa v numerických modeloch snažili oceniť vplyv rôznych procesov a parametrov na osud dosiek (napr. *Christensen a Yuen, 1984; King a Ita, 1995; Zhong a Gurnis, 1995; Christensen, 1996; Karato a kol., 2001; van Hunen a kol., 2002; Čížková a kol., 2007*).

Našou úlohou je namodelovať deformáciu subdukovaných litosferických dosiek za použitia troch hlavných, experimentálne odvodených, deformačných mechanizmov: newtonovského lineárneho tečenia, mocninného tečenia a silne nelineárneho Peierlsovho mechanizmu. Zároveň chceme objasniť, nakoľko sa zhoduje numerická aproximácia Peierlsovho mechanizmu, použitie tzv. limitoru napätia, s presným vzťahom pre tento mechanizmus a pozorovať deformáciu spôsobenú týmito mechanizmami pre rôzne hodnoty limitu napätia a Peierlsovho napätia.

1.1 Rovnice plášťového tečenia

Tečenie v plášti (konvekciu) a priebeh subdukcie litosferických dosiek popisujeme sústavou rovníc predstavujúcich zákony zachovania hmoty, hybnosti a energie. Zákon zachovania hmoty v nestlačiteľnom plášti vedie na rovnicu kontinuity v tvare:

$$\partial_j v_j = 0 \quad (1.1)$$

Zákon zachovania hybnosti vedie na pohybovú rovnicu:

$$\partial_j(\eta\dot{\epsilon}_{ij}) - \partial_j \mathbf{P} + \rho g_i = 0 \quad (1.2)$$

V týchto rovniciach v je rýchlosť tečenia, $\eta\dot{\epsilon}_{ij} = \sigma_{ij}$ je deviátor tenzoru napätia, $\mathbf{P} = p - P$ je dynamický tlak daný rozdielom totálneho tlaku p a hydrostatického tlaku P , ρ je hustota a g tiažové zrýchlenie.

Zákon zachovania energie v rozšírenej Boussinesquovej aproximácii vedie

na termálnu rovnicu v tvare:

$$\rho_0 c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_j \partial_j T \right) - \alpha T \frac{dp}{dt} - \sum_l \frac{\rho_0 T \gamma_l \delta \rho_l}{\rho_0^2} \frac{d\Gamma_l}{dt} - \partial_j (k \partial_j T) = \sigma_{ij} \partial_j v_i + \rho_0 H \quad (1.3)$$

kde uvedené členy zaradom vyjadrujú: zmenu teploty T s časom t , prenos tepla konvekciou, adiabatické zahrievanie/ochladzovanie, latentné teplo spotrebované/uvoľnené pri fázovej premene, zmenu teploty kondukciou, viskóznú disipáciu a vnútorné zahrievanie v dôsledku rádioaktívnych zdrojov H .

Význam ďalších veličín je: ρ_0 je referenčná hustota zodpovedajúca teplote T_0 , c_p je merná tepelná kapacita pri konštantnom tlaku, α je koeficient teplotnej rozťažnosti, k koeficient tepelnej vodivosti, $\delta \rho_l$ je hustotný skok na l -tom fázovom rozhraní (l nadobúda hodnoty $l = 1 - 2$ a charakterizuje fázové rozhrania v hĺbkach 410 km a 660 km v plášti) a γ_l je sklon Clausius-Clapeyronovej krivky na fázových rozhraniach. Funkciu Γ_l nazývame fázová funkcia, nadobúda hodnotu 0, keď materiál je pred fázovou premenou a hodnotu 1, keď materiál prešiel fázovou premenou.

Náš model ďalej umožňuje uvažovať v časti plášťa prítomnosť chemicky odlišného materiálu s vlastnosťami (napr. hustota, reologický popis, fázové prechody) inými než sú vlastnosti hlavného plášťového materiálu. Advekciu chemicky odlišného materiálu v plášti popisujeme rovnicou:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + v_j \partial_j C = 0 \quad (1.4)$$

ktorá vyjadruje, že zmeny koncentrácie C tohoto chemicky odlišného materiálu v čase sú dané len konvekciou. V našom modeli tento popis používame pre kôru, ktorú predpisujeme na povrchu litosferických dosiek. Koncentrácia materiálu kôry v našom modeli je daná dvoma hodnotami: $C = 1$ v miestach, kde je kôra a $C = 0$ v miestach, kde sa kôra nenachádza.

Pre úplný popis systému potrebujeme ešte stavovú rovnicu určujúcu vzťah medzi teplotou T , hustotou ρ a koncentráciou C a reologický vzťah, definujúci vzťah medzi napätím a deformáciou.

Stavovú rovnicu aproximujeme obvykle lineárnym vzťahom:

$$\Delta \rho (T, C, \Gamma_l) = \rho_0 \left(-\alpha (T - T_0) + C \frac{\Delta \rho_c}{\rho_0} + \sum_l \frac{\delta \rho_l}{\rho_0} \Gamma_l \right) \quad (1.5)$$

kde variácie v hustote $\Delta \rho (T, C, \Gamma_l)$ sú spôsobované termálnymi zmenami, zmenami v chemickom zložení C a fázovými prechodmi.

Prehľadné zhrnutie veličín uvedených vo vzťahoch je v tabuľke č.1.

1.2 Reologický popis plášťa a subdukovanej litosféry

Reologické rovnice popisujú komplikovaný nelineárny vzťah medzi napätím a rýchlosťou deformácie. V modeloch konvekcie zemský plášť obvykle popisujeme ako viskóznou tekutinu, t.j. vzťahom:

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + \eta(T, p, \tau)\dot{\epsilon}_{ij} \quad (1.6)$$

kde τ_{ij} je tenzor napätia, p je tlak, δ_{ij} identický tenzor a $\dot{\epsilon}_{ij}$ tenzor rýchlosti deformácie. Viskozita η je všeobecne komplikovanou funkciou teploty T , tlaku p a napätia τ .

Reologické vlastnosti plášťa a subdukujúcej litosféry odvodzujeme z vlastností hlavného plášťového minerálu - olivínu $(Mg, Fe)_2SiO_4$. Pri laboratórnych experimentoch boli zistené tri mechanizmy jeho deformácie. Sú to mechanizmy uplatňujúce sa pri vysokých teplotách ($\approx 0.5 T_m$, kde T_m je teplota topenia): **lineárny deformačný mechanizmus** (tzv. newtonovské tečenie, angl. diffusion creep), **mocninný deformačný mechanizmus** (angl. dislocation creep, power-law creep) a silno nelineárne **Peierlsovo tečenie** uplatňujúce sa pri nízkych teplotách ($\leq 0.3 T_m$) (napr. *Kameyama a kol., 1999; Korenaga a Karato, 2008*).

1.2.1 Newtonovské tečenie

Newtonovské tečenie sa uplatňuje pri vysokých teplotách, nízkych napätiach ($10^{-3} - 10^{-1}$ MPa) a malej veľkosti zrna. Rýchlosť deformácie sa lineárne zväčšuje s napätím a výrazne sa znižuje s rastúcou veľkosťou zrna a teplotou, rastie naopak s tlakom. Popisujeme ho vzťahom:

$$\dot{\epsilon}_{diff} = \frac{\sigma}{\eta_0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-m} \exp \left(-\frac{E_{diff} + PV_{diff}}{RT} \right) \quad (1.7)$$

kde $\dot{\epsilon}_{diff}$ je druhý invariant tenzoru rýchlosti deformácie, σ je druhý invariant deviátoru tenzoru napätia, a je veľkosť zrna, a_0 je referenčná veľkosť zrna, exponent m sa obvykle uvažuje ≈ 2.5 , R je univerzálna plynová konštanta, η_0 je referenčná viskozita, E_{diff} je aktivačná energia newtonovského tečenia, V_{diff} je aktivačný objem newtonovského tečenia, P je hydrostatický tlak a T absolútna teplota (napr. *Karato a Wu, 1993; Kameyama a kol., 1999*).

V našom modeli redukciu veľkosti zrna neuvažujeme, výraz $\left(\frac{a}{a_0} \right)$ považujeme za konštantný a môžeme ho zahrnúť do pre-exponenciálneho faktoru.

1.2.2 Mocninné tečenie

Rýchlosť deformácie pri mocninnom tečení sa nelineárne zväčšuje s napätím a na veľkosti zrna je nezávislá. Tento mechanizmus sa takisto ako newtonovské tečenie uplatňuje pri vysokých teplotách, ale pri vyšších napätiach

($10^{-1} - 10^2$ MPa) a veľkostiach zrna ako newtonovské tečenie. Je popísaný vzťahom:

$$\dot{\epsilon}_{disl} = \frac{\sigma_c}{\eta_0} \left(\frac{\sigma}{\sigma_c} \right)^n \exp \left(-\frac{E_{disl} + PV_{disl}}{RT} \right) \quad (1.8)$$

kde σ_c je kritické napätie, exponent $n \approx 3.5$, E_{disl} je aktivačná energia mocninného tečenia a V_{disl} aktivačný objem mocninného tečenia (*Kameyama a kol., 1999*).

1.2.3 Peierlsovo tečenie

Peierlsovo tečenie je popísané rovnicou:

$$\dot{\epsilon}_p = A_p \exp \left[-\frac{E_p}{RT} \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_p} \right)^q \right] \quad (1.9)$$

kde A_p je pre-exponenciálny parameter, exponent $q \approx 2$, E_p je aktivačná energia Peierlsovho tečenia a σ_p je Peierlsovo napätie. Z tvaru rovnice vidno, že deformácia spôsobená Peierlsovým tečením je dôležitá pri vysokých napätiach ($\approx 10^3$ MPa) a nízkych teplotách.

Vzťah (1.9) nie je vhodný pre veľmi nízke napätia (menej než $\approx 10^2$ MPa), a síce že pre nulové napätie nedáva nulovú rýchlosť deformácie. Preto sa použitím Taylorovho rozvoja (*Kameyama a kol., 1999*) dá odvodiť asymptotický vzťah:

$$\dot{\epsilon}_p = A_p \exp \left[-\frac{E_p}{RT} (1 - \gamma)^q \right] \left(\frac{\sigma}{\gamma \sigma_p} \right)^{S(T)} \quad (1.10)$$

$$S(T) = \frac{E_p}{RT} (1 - \gamma)^{q-1} q \gamma \quad (1.11)$$

ktorý pre nulové napätie dáva nulovú rýchlosť deformácie a pre stredné napätia $\approx 10^2$ MPa sa blíži vzťahu (1.9). Gamma je nastaviteľná konštanta $0 \leq \gamma \leq 1$, pričom my používame hodnotu $\gamma = 0.1$, aby bola aproximácia vhodná pre napätia $\approx 10^3$ MPa (*Kameyama a kol., 1999*).

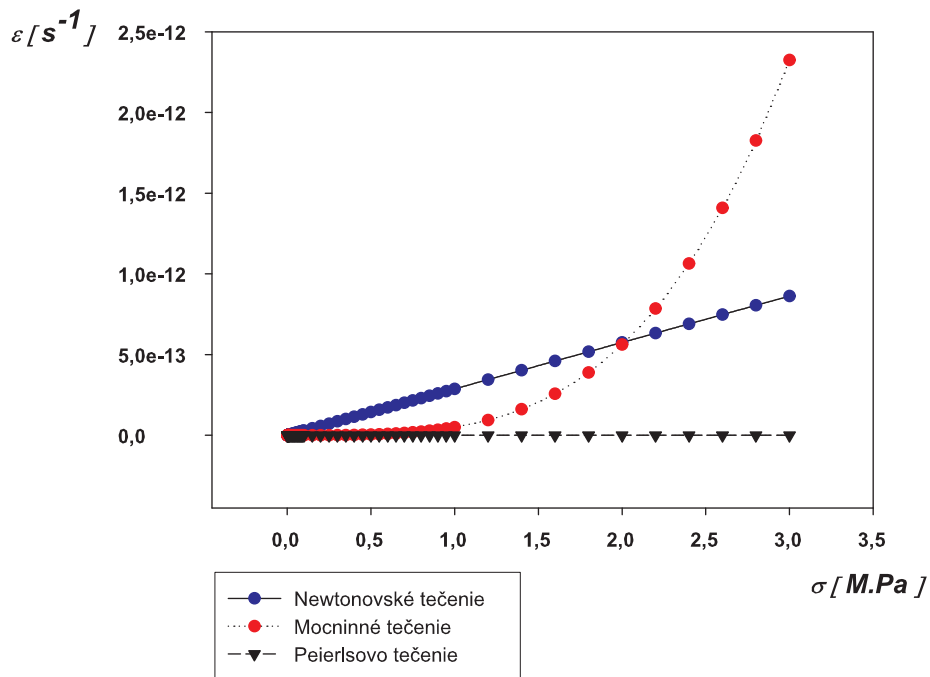
Význam a číselné hodnoty parametrov použitých v rovniach sú uvedené v tabuľke č.1.

1.2.4 Kompozitný reologický model

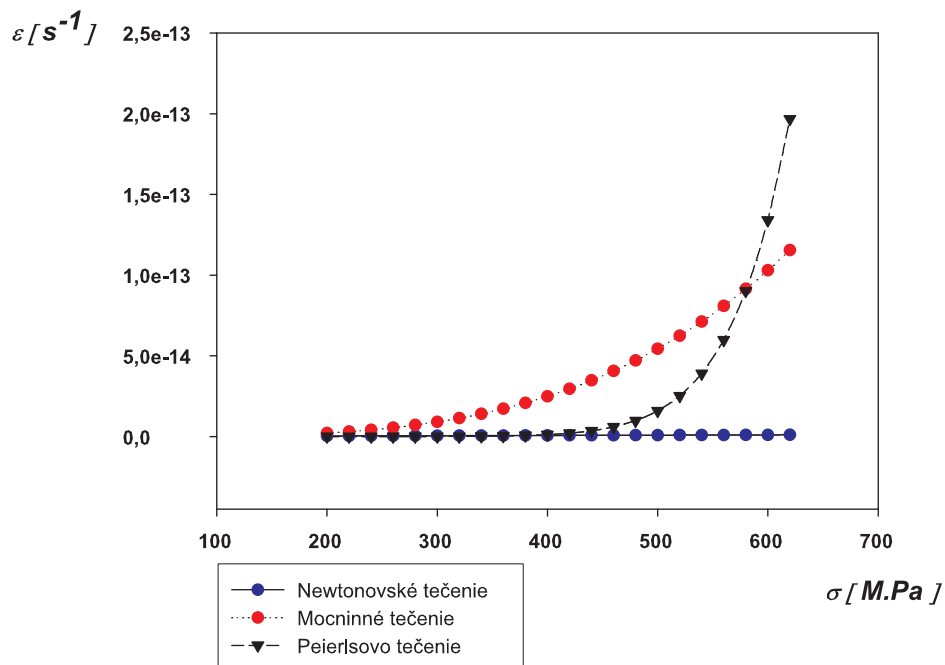
Ak sa pri deformácii uplatňujú všetky tri deformačné mechanizmy, celková rýchlosť deformácie je súčtom rýchlostí príslušných jednotlivým deformačným mechanizmom podľa vzťahu:

$$\dot{\epsilon}_{tot} \equiv \dot{\epsilon}_{diff} + \dot{\epsilon}_{disl} + \dot{\epsilon}_p \quad (1.12)$$

Pre danú teplotu a tlak sa dominantným deformačným mechanizmom stáva mechanizmus, ktorý dáva najväčšiu rýchlosť deformácie.



Obr. 1.1: Uplatnenie Newtonovského tečenia. Závislosť rýchlosti deformácie $\dot{\epsilon}$ na napätí σ pri teplote $T = 1500K$.



Obr. 1.2: Uplatnenie mocninného a Peierlsovho mechanizmu. Závislosť rýchlosti deformácie $\dot{\epsilon}$ na napätí σ pri teplote $T = 1000K$.

Obrázky 1.1. a 1.2 ilustrujú uplatnenie jednotlivých mechanizmov. Rýchlosť deformácie jednotlivých mechanizmov je na nich ukázaná ako funkcia napätia. Na obrázku 1.1 je závislosť vykreslená pre teplotu $T = 1500K$. Pre nízke napätia (rádovo jednotky MPa a menšie) tu dominuje lineárny newtonovský mechanizmus (modré krúžky), pre napätia väčšie než 2 MPa dominuje mocninné tečenie (červené krúžky). Peierlsovo tečenie sa pri vysokej teplote neuplatní (dáva najmenšiu rýchlosť deformácie). Na obrázku 1.2 je rovnaká závislosť vykreslená pre teplotu $T = 1000K$. Pri nižšej teplote a vysokom napätí (> 600 MPa) sa naopak uplatní práve Peierlsovo tečenie.

Vzťahy (1.9)-(1.11) pre rýchlosť deformácie Peierlsovho mechanizmu, prevzaté z (*Kameyama a kol., 1999*), neobsahujú závislosť na tlaku. My preto používame parametrizáciu pomocou homologickéj teploty T_m/T , prevzatú z (*McNamara a kol., 2001*), ktorá tlakovú závislosť obsahuje. Tu T_m je teplota topenia a T absolútna teplota.

Teplota topenia, ktorá vnáša do vzťahov tlakovú závislosť, je daná pre vrchný plášť vzťahom:

$$T_m = 2100 + 1.4848z - 5.10^{-4}z^2 \quad (1.13)$$

A pre spodný plášť vzťahom:

$$T_m = 2916 + 1.25z - 165.10^{-4}z^2 \quad (1.14)$$

kde z je hĺbka v kilometroch (*McNamara a kol., 2001*).

Dostávame tak vzťahy analogické vzťahom (1.9)-(1.11):

$$\dot{\epsilon}_p = A_p \exp \left[-g_p \frac{T_m(P)}{T} \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_p} \right)^q \right] \quad (1.15)$$

$$\dot{\epsilon}_p = A_p \exp \left[-g_p \frac{T_m(P)}{T} (1 - \gamma)^q \right] \left(\frac{\sigma}{\gamma \sigma_p} \right)^{S(T)} \quad (1.16)$$

$$S(T) = \frac{g_p T_m(P)}{T} (1 - \gamma)^{q-1} q \gamma \quad (1.17)$$

kde g_p je bezrozmerná konštanta. Význam veličín je uvedený v tabuľke č.1.

Sústavu rovníc (1.1) - (1.6) riešime metódou konečných elementov a používame program SEPRAN (*Segal a Praagman, 2005*). Pre numerickú implementáciu vzťahov (1.7) - (1.17) potrebujeme vyjadriť viskozitu ako funkciu rýchlosti deformácie.

Úpravou vzťahov (1.7) a (1.8) s použitím vzťahu $\eta \dot{\epsilon} = \sigma$ dostaneme pre viskozitu newtonovského a mocninného tečenia tvary:

$$\eta_{diff} = \eta_0 \left(\frac{a}{a_0} \right)^m \exp \left(\frac{E_{diff} + PV_{diff}}{RT} \right) \quad (1.18)$$

$$\eta_{disl} = \eta_0^n \sigma_c^{1-\frac{1}{n}} \dot{\epsilon}_{disl}^{\frac{1}{n}-1} \exp\left(\frac{E_{disl} + PV_{disl}}{nRT}\right) \quad (1.19)$$

kde význam a hodnoty veličín sú popísané v tabuľke č.1.

A pre Peierlsovo tečenie zo vzťahu (1.16) dostávame rovnakým postupom vzťah:

$$\eta_p = \dot{\epsilon}_p^{\frac{1}{S(T)}-1} \gamma \sigma_p A_p^{-\frac{1}{S(T)}} \exp\left(g_p \frac{T_m(P)}{TS(T)} (1-\gamma)^q\right) \quad (1.20)$$

kde $S(T)$ je dané vzťahom (1.17) a význam a hodnoty veličín obsahuje tabuľka č.1.

Spoločné pôsobenie všetkých troch deformačných mechanizmov popisujeme efektívnou viskozitou η_{eff} . Pri danom napätí pre jej veľkosť vďaka (1.12) dostávame:

$$\eta_{eff} = \left(\frac{1}{\eta_{diff}} + \frac{1}{\eta_{disl}} + \frac{1}{\eta_p}\right)^{-1} \quad (1.21)$$

Ak niektorý z mechanizmov dáva výrazne menšiu viskozitu ako zvyšné dva, uplatní sa pri deformácii práve tento mechanizmus.

Mechanizmus silne nelineárneho Peierlsovho tečenia sa v numerických modeloch často aproximuje mocninným **limitorom napätia** (napr. van Hunen a kol., 2002), ktorého rýchlosť deformácie je daná vzťahom:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_y \left(\frac{\sigma}{\sigma_y}\right)^{n_y} \quad (1.22)$$

kde $\dot{\epsilon}$ je druhý invariant tenzoru rýchlosti deformácie, $\dot{\epsilon}_y$ je jeho referenčná hodnota, σ je druhý invariant tenzoru napätia, σ_y je predpísaný limit napätia a n_y je exponent s hodnotou obvykle medzi 5 a 10. Viď tabuľku č.1.

Podobne ako pre ostatné deformačné mechanizmy viskozitu limitoru napätia vyjadríme zo vzťahu (1.22) ako:

$$\eta_y = \sigma_y \dot{\epsilon}_y^{-\frac{1}{n_y}} \dot{\epsilon}^{\frac{1}{n_y}-1} \quad (1.23)$$

Limit napätia σ_y sa obvykle volí z intervalu $10^8 - 10^9$ Pa. Táto voľba sa však opiera len o hrubé odhady napätia v subdukujúcej litosferickej doske a neopiera sa priamo o experimentálne poznatky o vlastnostiach plášťa.

V našom modeli budeme používať jednak aproximáciu pomocou limitoru napätia (1.23), ako aj presný vzťah pre Peierlsov mechanizmus (vzťahy (1.20),(1.17)) a overíme, ako presne limitor napätia aproximuje Peierlsovo tečenie a kedy je jeho použitie oprávnené. Pri použití limitoru napätia sa viskozita η_p vo vzťahu (1.21) nahradí viskozitou η_y .

1.2.5 Reologický model kôry

Na povrchu subdukujúcej dosky v našom modeli predpisujeme asi 7 km hrubú vrstvu kôry, ktorá vďaka jej nízkej viskozite poskytuje od hĺbky 150 km (kde končí zlom) mechanizmus na oddelenie subdukujúcej a pevnej dosky.

Reologické vlastnosti materiálu kôry sú odlišné od plášťového materiálu a silne závisia na rade faktorov, predovšetkým na nasýtení vodou. Preto uskutočňovanie experimentálnych meraní je zložité a parametre kôry nie sú dobre známe. My tu vychádzame z práce Sheltona a Tullisa (1981) a predpokladáme, že sa kôra deformuje len mocninným deformačným mechanizmom (podľa vzťahu (1.8)). Použité parametre (*van Hunen, 2001*) sú uvedené v tabuľke č.1.

Advekciu tohto kompozitne odlišného materiálu kôry v numerickom modeli popisujeme metódou Lagrangeových materiálových bodov, kedy sú vlastnosti materiálu definované na markroch (materiálových bodoch). V našom modeli je asi 900 000 takýchto markrov rozložených v oblasti subdukujúcej dosky a pohybujúcich sa prúdením (*van Hunen, 2001*).

Tabuľka č.1: Použité veličiny a ich hodnoty

Symbol	Význam	Hodnota	Jednotky
v	Rýchlosť	-	$m.s^{-1}$
η	Viskozita	-	$Pa.s$
η_0	Referenčná viskozita	10^{21}	$Pa.s$
P	Dynamický tlak	-	Pa
p	Totálny tlak	-	Pa
P	Hydrostatický tlak	-	Pa
ρ	Hustota	-	$kg.m^{-3}$
ρ_0	Referenčná hustota prislúchajúca teplote T_0	3416	$kg.m^{-3}$
$\Delta\rho_c$	Kompozitné variácie hustoty kôry	-400	$kg.m^{-3}$
g	Tiažové zrýchlenie	9.8	$m.s^{-2}$
c_p	Merné teplo pri konštantnom tlaku	1250	$J.kg^{-1}K^{-1}$
T	Teplota	-	K
T_0	Teplota povrchu	273	K
T_m	Teplota topenia	-	K
t	Čas	-	s
α	Koeficient teplotnej rozťažnosti	3×10^{-5}	K^{-1}
k	Koeficient tepelnej vodivosti	4.27	$W.m^{-1}K^{-1}$
γ_{410}	Sklon Clapeyronovej krivky-410 km fázové rozhranie	3	$MPa.K^{-1}$
γ_{660}	Sklon Clapeyronovej krivky-660 km fázové rozhranie	-2.5	$MPa.K^{-1}$
$\Delta\rho_{410}$	Variácie v hustote - 410 km fázové rozhranie	273	$kg.m^{-3}$
$\Delta\rho_{660}$	Variácie v hustote - 660 km fázové rozhranie	342	$kg.m^{-3}$
Γ_l	Fázová funkcia pre fázové rozhrania v plášti	-	-
H	Rádioaktívne zdroje tepla	-	-
C	Koncentrácia	-	-
R	Univerzálna plynová konštanta	8.31	$J.mol^{-1}K^{-1}$
$\dot{\epsilon}_{ij}$	Tensor rýchlosti deformácie: $\dot{\epsilon}_{ij} = \partial_j v_i + \partial_i v_j$	-	s^{-1}
$\dot{\epsilon}$	Druhý invariant tenzoru rýchlosti deformácie	-	s^{-1}
$\dot{\epsilon}_y$	Referenčný tensor rýchlosti deformácie	10^{-14}	s^{-1}
σ_{ij}	Deviátor tenzoru napätia	-	Pa
σ	Druhý invariant deviátoru tenzoru napätia σ_{ij}	-	Pa
σ_y	Limit napätia	$10^8 - 10^9$	Pa
σ_c	Kritické napätie	91.25	Pa
σ_p	Peierlsovo napätie	$10^9 - 8.5 \times 10^9$	Pa
τ_{ij}	Totálny tensor napätia $\tau_{ij} = -P\delta_{ij} + \sigma_{ij}$	-	Pa
τ	Druhý invariant totálneho tenzoru napätia τ_{ij}	-	Pa
n_y	Parameter pre limitor napätia	5	-
q	Parameter Peierlsovho tečenia	2	-
γ	Voliteľná konštanta	0.1	-
A_p	Pre-exponenciálny parameter Peierlsovho mechanizmu	5.7×10^{11}	s^{-1}
A_{disl}^c	Pre-exponenciálny parameter mocninného tečenia - kôra	8.8×10^{-18}	$Pa^{-n}.s^{-1}$
E_{diff}	Aktivačná energia newtonovského tečenia	3.0×10^5	$J.mol^{-1}$
E_{disl}	Aktivačná energia mocninného tečenia	5.4×10^5	$J.mol^{-1}$
E_{disl}^c	Aktivačná energia mocninného tečenia - kôra	2.6×10^5	$J.mol^{-1}$
E_p	Aktivačná energia Peierlsovho tečenia	5.4×10^5	$J.mol^{-1}$
V_{diff}	Aktivačný objem newtonovského tečenia	4.5×10^{-6}	$m^3.mol^{-1}$
V_{disl}	Aktivačný objem mocninného tečenia	14×10^{-6}	$m^3.mol^{-1}$
V_{disl}^c	Aktivačný objem mocninného tečenia - kôra	10^{-5}	$m^3.mol^{-1}$
g_p	Bezrozmerná konštanta pre Peierlsovo tečenie	31	-

Kapitola 2

Vplyv Peierlsovho tečenia na deformáciu dosky

2.1 Popis modelu

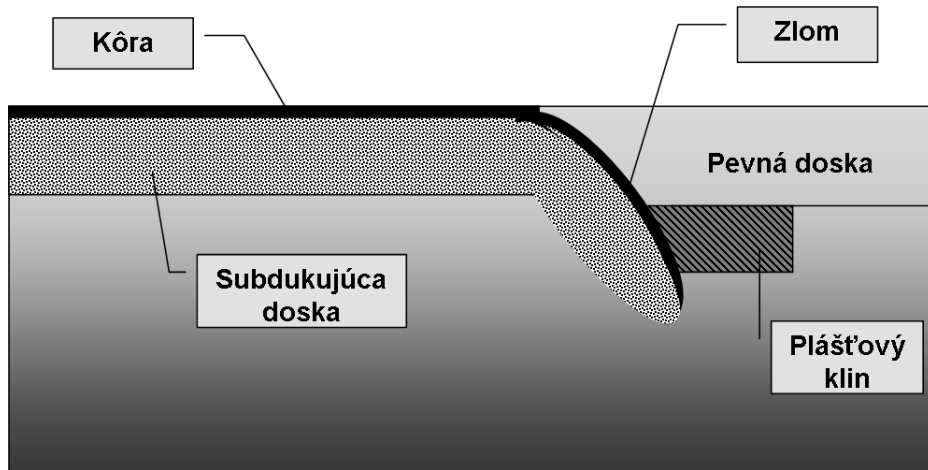
Pri výpočtoch používame dvojrozmerný kartézsky model 12 000 km dlhý a 2 000 km hlboký. V ľavom hornom rohu je predpísaný stredooceánsky chrbát, kde vzniká nová litosféra. Vo vzdialenosti 10 000 km od chrbta je predpísaný 150 km hlboký zlom, kde dochádza ku subdukcii litosferickej dosky. Na povrchu subdukujúcej dosky je 7 km hrubá vrstva kôry, ktorá vďaka jej nízkej viskozite umožňuje lepšie oddeliť od seba subdukujúcu a nad ňou ležiacu dosku vo chvíli, kedy sa subdukujúca doska zanorí pod zlom (Čížková a kol., 2007). Vek dosky v mieste subdukcie je 100 mil. rokov.

Zlom má oblúkový tvar a predpisujeme na ňom podmienku voľného preklzu (t.j. nulového trenia - free slip). Ako hraničnú podmienku na povrchu subdukujúcej dosky predpisujeme horizontálnu zložku rýchlosti $v_x = 10$ cm/rok, vertikálna zložka rýchlosti v_z je nulová; na povrchu pevnej dosky je predpísaný nulový pohyb (no slip). Na spodnom konci zlomu je navyše predpísaný 40 km hlboký a zhruba 100 km široký plášťový klin s nízkou viskozitou (tá sa tu redukuje faktorom 0.1, angl. weak mantle wedge) (Čížková a kol., 2007). Náčrt modelu v oblasti okolo zlomu je na obrázku 2.1.

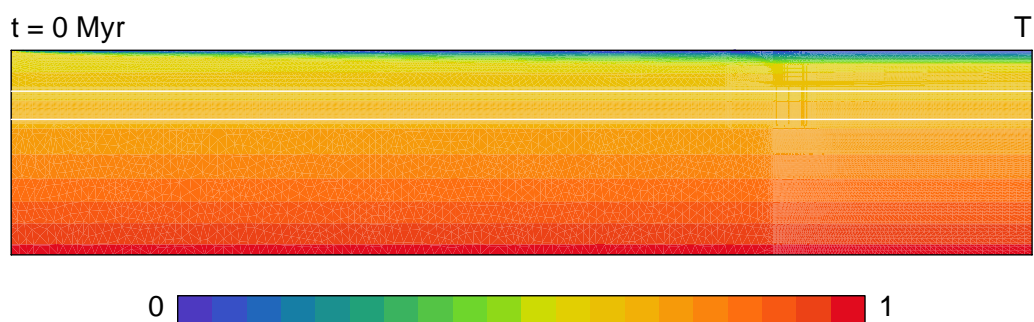
Na ľavej a spodnej okrajovej hranici modelu predpisujeme voľný preklz a nulovú kolmú zložku rýchlosti. Na pravej vertikálnej hranici predpisujeme voľný výtok, t.j. nulovú vertikálnu zložku rýchlosti a normálovú zložku sily.

Termálne hraničné podmienky sú $T = 273K$ na povrchu a $T = 2573K$ na spodku modelovej oblasti (Čížková a kol., 2007). Počiatočné rozloženie teploty v subdukujúcej doske je dané polopriestorovým modelom, pod ňou potom teplota sleduje adiabatický profil (obr. 2.2).

Na modelovanie subdukcie používame program SEPERAN (Segal a Pragman, 2005), ktorý využíva na riešenie sústavy rovníc (1.1)-(1.6) metódu konečných elementov na silne nerovnomernej sieti (Čížková, 2005). Najhustejšie vzorkovanie je v oblasti kontaktu dosiek.



Obr. 2.1: Schematický náčrt geometrie modelu v oblasti zlomu.



Obr. 2.2: Počiatočné rozloženie bezrozmernej teploty v modeli. Hodnota 0 zodpovedá fyzikálnej hodnote 273 K a hodnota 1 fyzikálnej hodnote 2573 K. Hrúbka subdukujúcej dosky rastie od stredoocéánskeho chrbta smerom ku zlomu. Hrúbka pevninskej dosky (vpravo od zlomu) je konštantná. Biele čiary vyznačujú polohu fázových rozhraní v hĺbkach 410 km a 660 km.

2.2 Výsledky počítačového modelovania

Naším cieľom pri modelovaní je porovnať dve skupiny modelov s kompozitnou reológiou: prvú, kde používame aproximáciu nelineárneho Peierlsovho tečenia pomocou limitoru napätia podľa vzťahu (1.23) s druhou skupinou, kde používame numerickú úpravu experimentálne určeného vzťahu pre Peierlsov mechanizmus, t.j. vzťahy (1.20) a (1.17).

V prvej časti porovnáme model s kompozitnou reológiou so zahrnutím Peierlsovho tečenia s napätím $\sigma_p = 8.5 \times 10^9$ Pa a model, ktorý používa limitor napätia s hodnotou $\sigma_y = 10^9$ Pa. Práve hodnota Peierlsovho napätia $\sigma_p = 8.5 \times 10^9$ Pa bola experimentálne určená pri laboratórnych experimentoch. Zatiaľ čo veľmi často používaná hodnota limitu napätia $\sigma_y = 10^9$ Pa sa neopiera o experimentálne poznatky. Preto chceme deformáciu spôsobenú týmito mechanizmami porovnať a diskutovať, či sa pri nahradzovaní Peierlsovho mechanizmu limitorom napätia s hodnotou limitu 1 GPa dopúšťame veľkých chýb.

V druhej časti porovnáme kompozitný model so zahrnutím limitoru napätia pre viacero hodnôt limitu napätia (konkrétne $\sigma_y = 10^8$; 5×10^8 a 10^9 Pa). Naším cieľom je zistiť, ako sa zmena tohto parametru prejaví na deformácii dosky a výsledky porovnať so skoršími prácami.

V poslednej časti budeme pozorovať subdukciu litosferických dosiek pre model s Peierlsovým tečením pre rôzne hodnoty Peierlsovho napätia σ_p (konkrétne $\sigma_p = 10^9$; 2×10^9 ; 3×10^9 a 8.5×10^9 Pa). Dôvodom je, že hoci hodnota 8.5×10^9 bola experimentálne určená, nepresnosti pri takýchto experimentoch sú značné, a preto chceme porovnať deformáciu dosiek aj pre iné hodnoty Peierlsovho napätia a opäť diskutovať rozdiely aj s výsledkami získanými pomocou limitoru napätia.

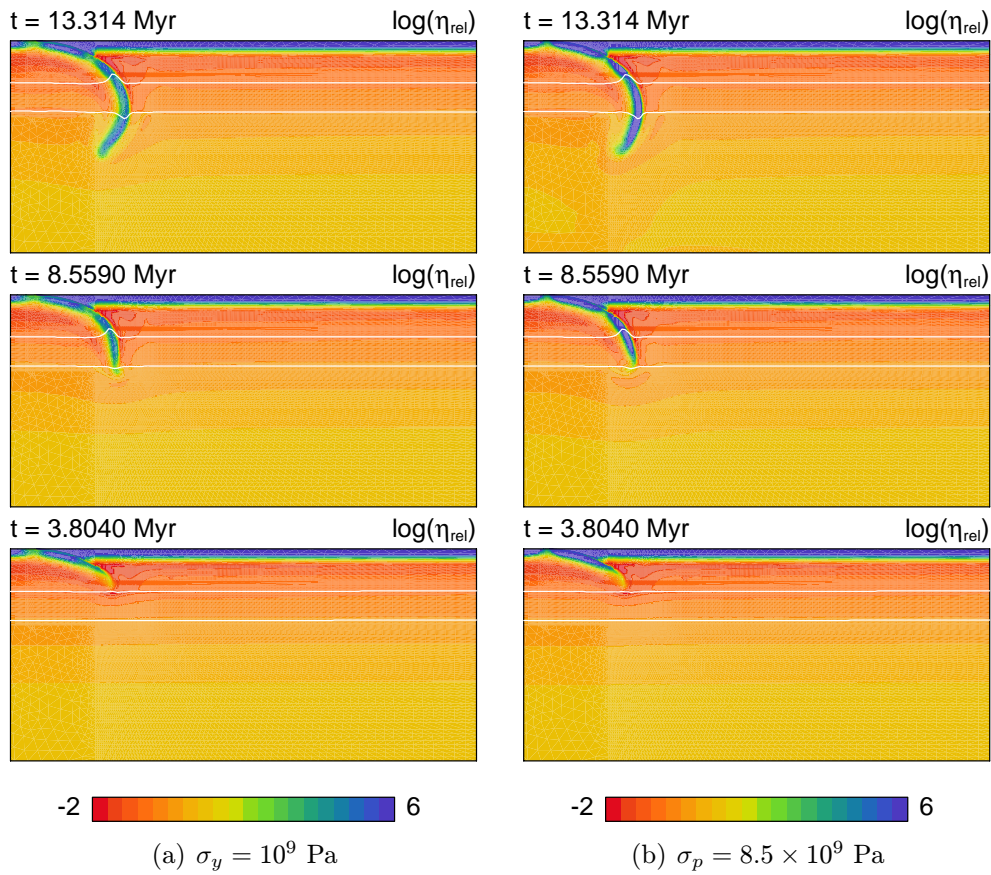
2.2.1 Limitor napätia verzus Peierlsov mechanizmus

Na obrázku 2.3 je vykreslený časový vývoj logaritmu efektívnej viskozity pre limitor napätia s hodnotou $\sigma_y = 10^9$ Pa (ľavý stĺpec) a Peierlsov mechanizmus s napätím $\sigma_p = 8.5 \times 10^9$ Pa (pravý stĺpec). Zobrazený je zhruba 2000 km hlboký a 4400 km široký výrez okolo miesta subdukcie. Aby sme dostali absolútnu hodnotu efektívnej viskozity, musíme hodnoty násobiť faktorom 10^{21} Pa.s.

Z obrázka je jasné, že morfológia dosiek je pre oba prípady rovnaká. Doska sa zanoruje šikmo do plášťa, pričom uhol sklonu sa s hĺbkou zväčšuje. Doska prechádza exotermným fázovým rozhraním v hĺbke 410 km a postupuje ďalej do plášťa. Fázovým rozhraním v hĺbke 660 km prechádza doska v oboch prípadoch takmer kolmo na rozhranie. Pri oboch typoch deformácie sú napätia dostatočne veľké na to, aby si doska zachovala pevnosť a vplyv endotermného fázového rozhrania sa na jej deformácii neprejavil. Na snímku po zhruba 13 mil. rokov vidno, že pri subdukcii dochádza k tzv. spätnému ohybu dosky. Je to spôsobené tým, že zlom má oblúkový tvar a pevná do-

ska s hraničnou podmienkou na rýchlosť (u nás $v_x = 10$ cm/rok) si tento oblúkový tvar zachováva.

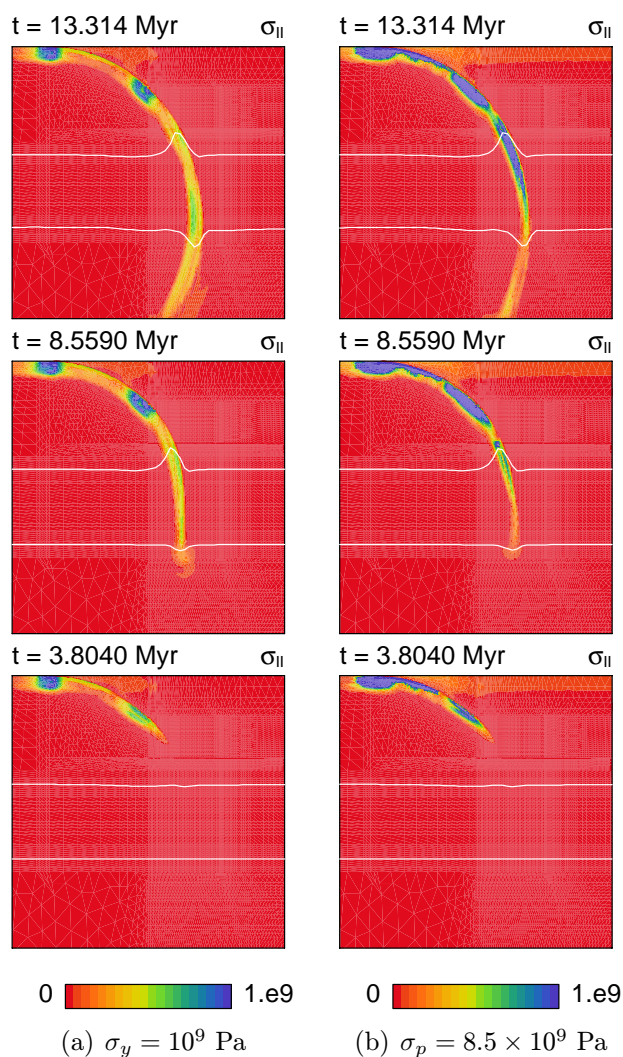
Hoci takáto geometria bola zaznamenaná seizmickou tomografiou na subdukujúcej sa doske pod Indiou (*van der Voo a kol., 1999*), takéto správanie je výnimočné. Je spôsobené okrajovou podmienkou na rýchlosť dosky, ďalej tým, že v našom modeli neuvažujeme redukcii veľkosti zrna a spätný pohyb subdukčnej zóny (angl. trench migration). To však nič nemení na tom, že v tomto prípade reologický popis s limitom napätia dáva rovnaký výsledok ako subdukcia so zahrnutím Peierlsého tečenia.



Obr. 2.3: Časový priebeh logaritmu efektívnej viskozity pre model s limitom napätia $\sigma_y = 10^9$ Pa - časť (a) a pre model s Peierlsovým mechanizmom a napätím $\sigma_p = 8.5 \times 10^9$ Pa - časť (b). Zobrazený je 2000 km hlboký a 4400 km široký výrez okolo miesta subdukcie.

Na obrázku 2.4 je pre oba prípady vykreslený druhý invariant deviátoru tenzoru napätia σ_{II} . Pozorujeme, že Peierlsov mechanizmus dáva oveľa väčšie hodnoty napätia ako limit napätia, t.j. o pol až jeden rád (jeden dielik na farebnej škále zodpovedá 5×10^7 Pa). Najväčšie napätie je sústredené v mieste počiatočného ohybu dosky a na konci zlomu, kde subdukovaná

doska naráža na plášť. Zároveň tu vidíme bipolárnu (vrstevnatú) štruktúru napätia v doske, kedy na vrchnejšej časti dosky dochádza k natiahnutiu a na vnútornej (dolnej) časti dochádza ku kompresii, čo vlastne spôsobuje ohyb dosky. Relatívne vysoké hodnoty druhého invariantu tenzoru napätia v týchto častiach sú oddelené líniou veľmi nízkeho napätia medzi nimi, kde dochádza ku zmene režimu z tenzného na kompresný. Tieto výsledky sú v dobrej zhode s (Čížková a kol., 2007).



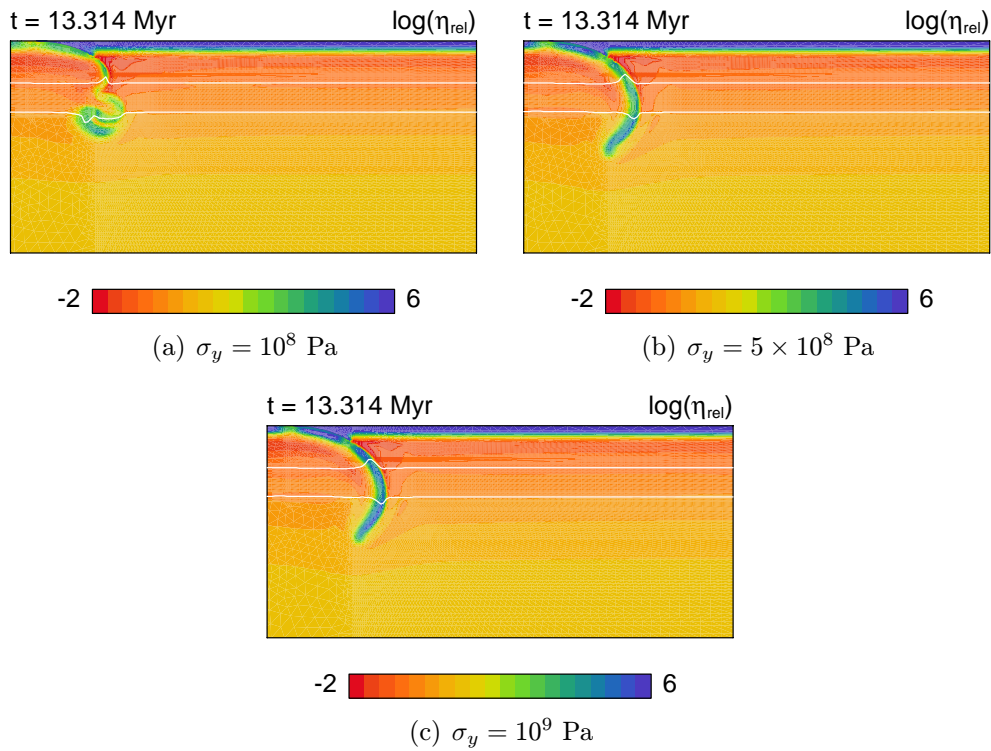
Obr. 2.4: Časový priebeh druhého invariantu deviátoru tenzoru napätia σ_{II} pre model s limitom napätia $\sigma_y = 10^9$ Pa - časť (a) a pre model s Peierlsovým mechanizmom s Peierlsovým napätím $\sigma_p = 8.5 \times 10^9$ Pa - časť (b). Zobrazený je 1000 km hlboký a 1600 km široký výrez okolo miesta subdukcie.

Z výsledkov ďalej vidíme, že mechanizmus limitu napätia, ktorý neobsahuje tlakovú závislosť, spôsobuje, že napätie v doske je unifikované, t.j. rozdiely v napätiach medzi jednotlivými časťami dosky sú malé, s výnimkou

anomálnych oblastí na začiatku a konci zlomu. Na rozdiel od toho Peierlsov mechanizmus dáva väčšie rozdiely v napätí medzi jednotlivými časťami dosky (σ_{II} s hĺbkou klesá), čo by mohlo bližšie zodpovedať skutočnosti, keďže reologické správanie sa dosky je značne komplikované a hlavne tlakovo premenené. Zároveň však musíme poznamenať, že napätie v doske dosiahnuté pri Peierlsovom mechanizme dokonca presahuje hodnotu 1 GPa, obvykle vnímanú ako najvyššiu možnú.

2.2.2 Efekt limitoru napätia

Teraz sa pozrieme, ako sa mení štýl subdukcie s mechanizmom limitoru napätia pri rôzne vysokom limite napätia σ_y .



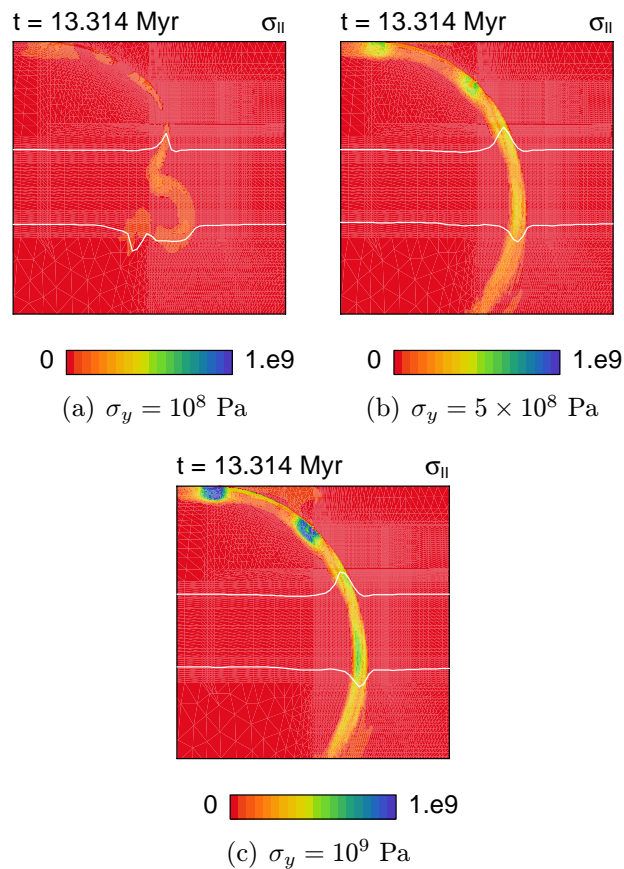
Obr. 2.5: Logaritmus efektívnej viskozity pre model s limitorom napätia v čase 13 miliónov rokov. Zobrazený je 2000 km hlboký a 4400 km široký výrez okolo miesta subdukcie.

Pre model so zahrnutím limitoru napätia sme opäť vykreslili hodnoty logaritmu efektívnej viskozity $\log \eta_{eff}$ (obr. 2.5) a hodnotu druhého invariantu deviátoru tenzoru napätia σ_{II} (obr. 2.6), a to pre tri rôzne hodnoty limitu napätia.

Napätie $\sigma_y = 10^8$ Pa bolo tak malé, že doska sa vplyvom fázových rozhraní znateľne deformuje (obr. 2.5a). Medzi fázovými rozhraniami v hĺbkach

410 km a 660 km dochádza k niekoľkonásobným ohybom dosky. Vplyv nízkej hodnoty limitu napätia vidíme aj na obr. 2.6a, pri vykreslení druhého invariantu deviátoru tenzoru napätia.

Pre modely s vyššími hodnotami limitu napätia už dostávame opäť dosku dostatočne pevnú na to, aby fázovým rozhraním v hĺbke 660 km prenikla do spodného plášťa (obr. 2.5 b,c). Hodnoty druhého invariantu deviátoru tenzoru napätia σ_{II} sú opäť maximálne na začiatku a na konci zlomu a sú úmerné zvolenej hodnote limitu napätia, t.j. pri deformácii s nižším limitom napätia ($\sigma_y = 5 \times 10^8$ Pa) aj hodnoty celkového napätia v doske sú nižšie.



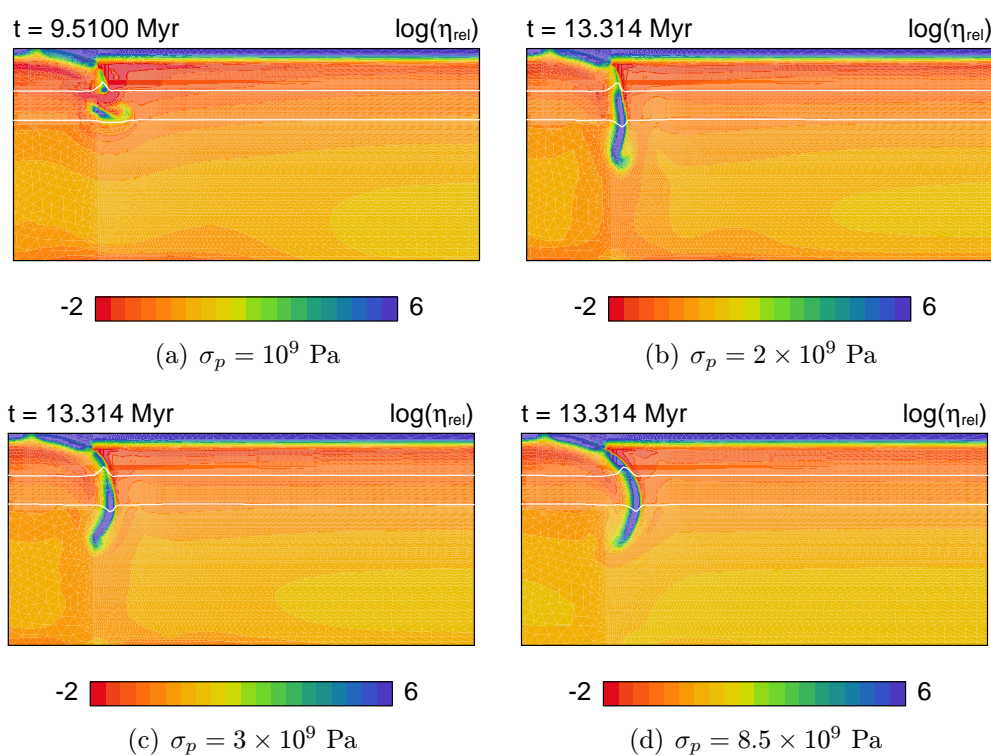
Obr. 2.6: Druhý invariant deviátoru tenzoru napätia σ_{II} pre model s limitom napätia v čase 13 miliónov rokov. Zobrazený je 1000 km hlboký a 1600 km široký výrez okolo miesta subdukcie.

Ak porovnáme nami získané výsledky so skoršími prácami, zistíme, že vyššie diskutované správanie sa dosky je prirodzeným dôsledkom modelu, ktorý používame. Napr. Čížková a kol. (2002) ukazuje, že bez reologického zoslabenia pomocou redukcie veľkosti zrna sú 100 miliónov rokov staré dosky s pomalým aj rýchlym spätným pohybom subdukčnej zóny (angl. trench migration) príliš pevné na to, aby boli fázovým rozhraním 660 km zadržané vo vrchnom plášti a vždy prechádzajú do spodného plášťa (pri redukcii veľ-

kosti zrna viskozita dosky v prechodovej oblasti 410 km prudko klesne (o dva až štyri rády) v dôsledku zmenšenia veľkosti zrna). Vek dosky je tu spomenutý zámerne, je jasné, že mladšie, a teda teplejšie a menej pevné dosky, tieto závery splňovať nemusia (Čížková, 2007). Navyše aj dosky s reologickým oslabením prenikajú do spodného plášťa, pokiaľ je spätný pohyb príliš pomalý (do 4 cm/rok) (Čížková a kol., 2002). My tu redukciu ani spätný pohyb subdukčnej zóny neuvažujeme, doska má preto vysokú viskozitu a do spodného plášťa nepreniká.

2.2.3 Efekt Peierlsovho mechanizmu

V poslednej časti porovnáme výsledky z modelov zahrňujúcich efekt Peierlsovho tečenia.



Obr. 2.7: Logaritmus efektívnej viskozity pre model s Peierlsovým mechanizmom. Zobrazený je 2000 km hlboký a 4400 km široký výrez okolo miesta subdukcie.

Na obrázku 2.7 vykresľujeme logaritmus efektívnej viskozity pre štyri rôzne hodnoty Peierlsovho napätia, a to 10^9 ; 2×10^9 ; 3×10^9 a 8.5×10^9 Pa. Je dôležité si všimnúť, že zatiaľ čo výsledky pre vyššie hodnoty zvoleného napätia uvádzame v čase 13 miliónov rokov, pre hodnotu $\sigma_p = 10^9$ Pa je konečný snímok v čase len 9.5 miliónov rokov. Súvisí to s veľmi nízkou hodnotou napätia, v dôsledku čoho počas behu programu došlo v určitých častiach

dosky k takému poklesu viskozity, že program nedokázal nájsť riešenie pri stanovenom počte iterácií. Tento výsledok však napriek tomu budeme porovnávať s ostatnými a môžeme ho brať ako konečný, keďže už z neho vieme vyčítať základné správanie sa dosky pri takomto nízkom napätí (v ďalších časových krokoch by pravdepodobne došlo len k ďalšiemu trhaniu dosky a prípadnému poklesu jej častí pod endotermné rozhranie a ďalej do spodného plášťa).

Sledujme teda dynamiku dosky pre štyri hodnoty Peierlsovho napätia. Pre hodnotu $\sigma_p = 8.5 \times 10^9$ Pa (obr. 2.7d) dostávame prípad diskutovaný v prvom odstavci tejto podkapitoly (viď 2.2.1), t.j. vysoké hodnoty viskozity, veľmi pevnú dosku, ktorá prechádza cez endotermné fázové rozhranie v hĺbke 660 km a drží si oblúkový tvar zlomu aj naďalej pri prenikaní do spodného plášťa (spätný ohyb).

Pri nižšej hodnote $\sigma_p = 3 \times 10^9$ Pa pozorujeme okrem poklesu amplitúd viskozity aj efekt zoslabenia dosky v oblasti kumulácie napätia. Z neho pozorujeme, že viskozita Peierlsovho tečenia reaguje oveľa citlivejšie na oblasti vysokého napätia ako mocninný limitor napätia. V oblasti, kde doska opúšťa zlom a naráža na plášť sa kumuluje vysoké napätie, na obrázku (obr. 2.7c) sa to prejavuje stenčením dosky v tejto oblasti. Hodnota $\sigma_p = 3 \times 10^9$ Pa je však stále dostatočná k tomu, aby v doske dochádzalo k spätnému ohybu (aj keď znateľne menšiemu než pre hodnotu $\sigma_p = 8.5 \times 10^9$ Pa).

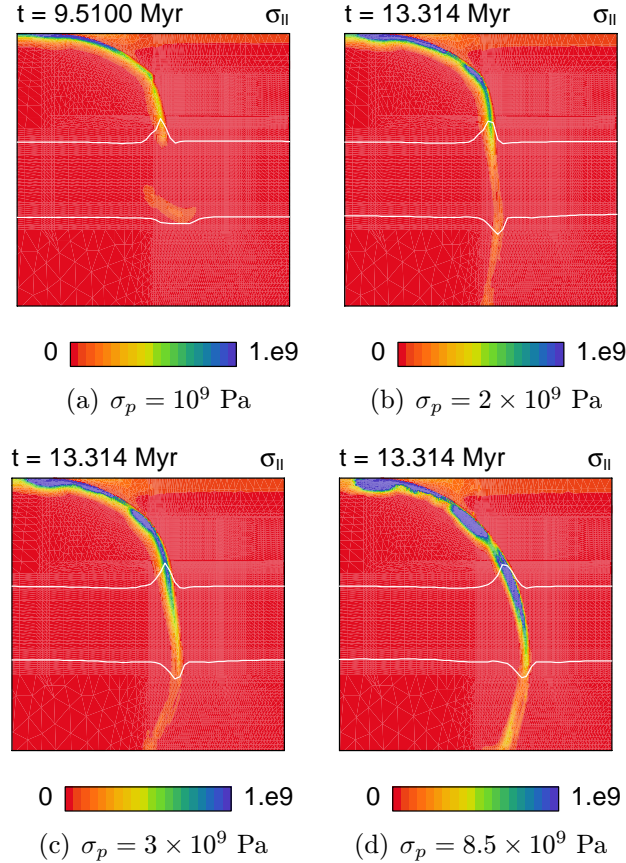
Efekt poklesu viskozity v oblastiach kumulovaného napätia sa ešte zreteľnejšie prejavuje na modeli s hodnotou $\sigma_p = 2 \times 10^9$ Pa (obr. 2.7b). Na konci zlomu pozorujeme veľký pokles viskozity a následnú deformáciu v jednom mieste. To spôsobuje, že už nedochádza k spätnému ohybu v doske, ale doska akoby „visí“ z miesta tohto veľkého reologického oslabenia kolmo na fázové rozhranie. Na tomto mieste môžeme poznamenať, že vplyv fázových rozhraní na deformáciu dosky je aj pre model s Peierlsovým tečením veľmi malý pre hodnoty Peierlsovho napätia $\geq 2 \times 10^9$ Pa.

Na výstupe z modelu s najmenším napätím $\sigma_p = 10^9$ Pa (obr. 2.7a) pozorujeme časť dosky zadržanú fázovým rozhraním 660 km. Hodnota viskozity je tak nízka, že dochádza k „potrhaniu“ dosky, pričom niektoré časti prepádajú cez fázové rozhranie 660 km a niektoré ostávajú zatiaľ ležať nad rozhraním. Z hľadiska poznatkov seizmickej tomografie v modeloch s vysokým rozlíšením nie je takého správanie sa dosky vo vrchnom plášti príliš realistické.

Keď porovnáme dynamiku dosky pre najnižšie hodnoty napätia pre model s limitom napätia $\sigma_y = 10^8$ Pa (obr. 2.5a) a model s Peierlsovým tečením $\sigma_p = 10^9$ Pa (obr. 2.7a) vidíme, ako jednotlivé mechanizmy reagujú na veľmi nízke hodnoty zvoleného napätia. Keďže limitor napätia má tendenciu unifikovať napätie v doske, výsledkom je rovnomerne nízka hodnota viskozity v celej doske a dochádza k mnohopočetným ohybom dosky. Peierlsov mechanizmus, naopak, na zmeny napätia v doske reaguje citlivo, v doske vznikajú oblasti s veľmi nízkou viskozitou (doska sa „trhá“), ale sú

tu zastúpené v podstate všetky hodnoty viskozity až po najvyššiu (u nás 6×10^{21} Pa.s znázornených tmavomodrou farbou).

Na obrázku 2.8 je pre tie isté štyri hodnoty Peierlsovho napätia znázornený druhý invariant deviátoru tenzoru napätia σ_{II} (opäť v čase 9,5 milióna rokov pre model so $\sigma_p = 10^9$ Pa a v čase 13 mil. rokov pre ostatné).



Obr. 2.8: Druhý invariant deviátoru tenzoru napätia σ_{II} pre model s Peierlsovým mechanizmom. Zobrazený je 1000 km hlboký a 1600 km široký výrez okolo miesta subdukcie.

Obrázok v podstate demonštruje závery urobené vyššie. Dostávame tu predpokladanú závislosť na parametri σ_p , čím vyššia je jeho hodnota, tým vyššie napätie v doske dostávame. Opäť pozorujeme dve hlavné oblasti vysokého napätia na začiatku a konci zlomu, čo je zreteľné najmä pre prípad $\sigma_p = 8.5 \times 10^9$ Pa (obr. 2.8d). Pre modely s nižším napätím už tieto oblasti nie sú až tak výrazné, zato z tvaru dosky vidíme, že dochádza k deformácii v mieste vysokého napätia na konci zlomu (obr. 2.8b a 2.8c). Pozorujeme tiež tlakovú závislosť Peierlsovho mechanizmu, hodnota σ_{II} s hĺbkou klesá pri všetkých hodnotách zvoleného napätia σ_p . Pre najnižšiu hodnotu $\sigma_p = 10^9$ Pa (obr. 2.8a) vidíme výrazne reologicky zoslabenú dosku, rozdiely v napätiach medzi jednotlivými časťami dosky sú však opäť výrazne väčšie ako pre

model s limitom napätia s hodnotou $\sigma_y = 10^8$ Pa (porovnaj s obr. 2.6a).

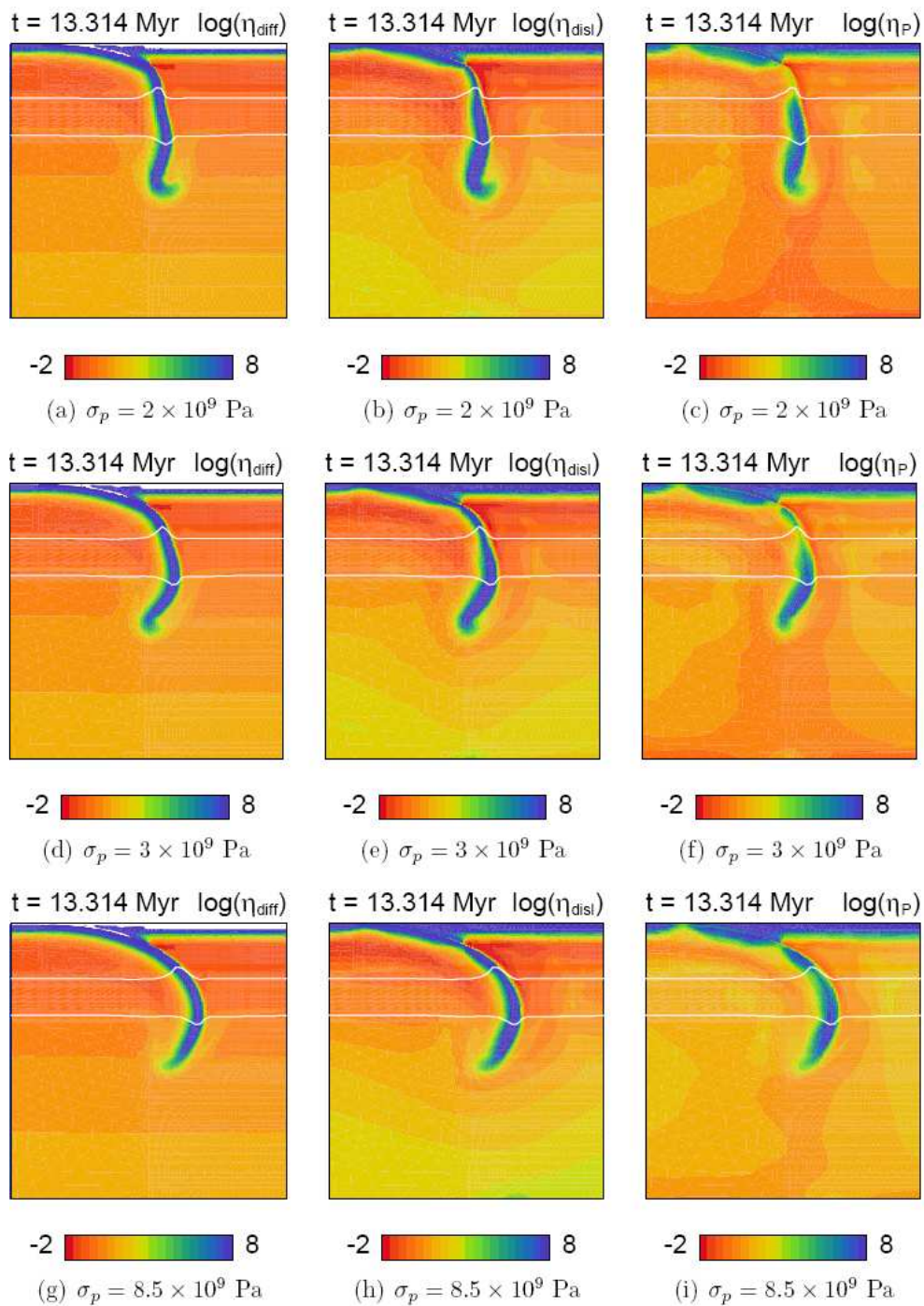
Na obrázku 2.9 je pre modely s Peierlsovým mechanizmom a rôznymi hodnotami Peierlsovho napätia vykreslená viskózna dekompozícia. To znamená, že na jednotlivých paneloch vykresľujeme viskozitu lineárneho newtonovského tečenia (ľavý stĺpec), mocninného tečenia (stred) a Peierlsovho mechanizmu (pravý stĺpec). Keďže dominantným mechanizmom pri deformácii dosky sa v každom mieste stáva mechanizmus produkujúci najnižšiu viskozitu, vieme z obrázka 2.9 vyčítať, v akých častiach dosky a pláštia jednotlivé mechanizmy prevládajú. Znázornený je malý výrez okolo miesta subdukcie (2000 km hlboký a 1600 km široký) a škála hodnôt logaritmu relatívnej viskozity (pre absolútnu hodnotu násobíme faktorom 10^{21} Pa.s) je zvolená od -2 do 8 pre zvýraznenie rozdielov (predtým sme používali škálu od -2 do 6).

Z ľavého stĺpca tak vidíme, že lineárny newtonovský deformačný mechanizmus prevláda skoro v celom plášti (vysoké teploty a nízke napätia), ale neuplatní sa v doske. Mocninné tečenie prevláda jedine v oblastiach okolo subdukujúcej a pevnej dosky, kde pozorujeme výraznú tmavočervenú farbu. V dôsledku vysokých rýchlostí deformácie je práve viskozita mocninného tečenia v tejto oblasti najnižšia (Čížková a kol., 2007). Vo vnútri studenej subdukujúcej dosky (vysoké napätia a nízke teploty) najnižšiu viskozitu dáva Peierlsov mechanizmus.

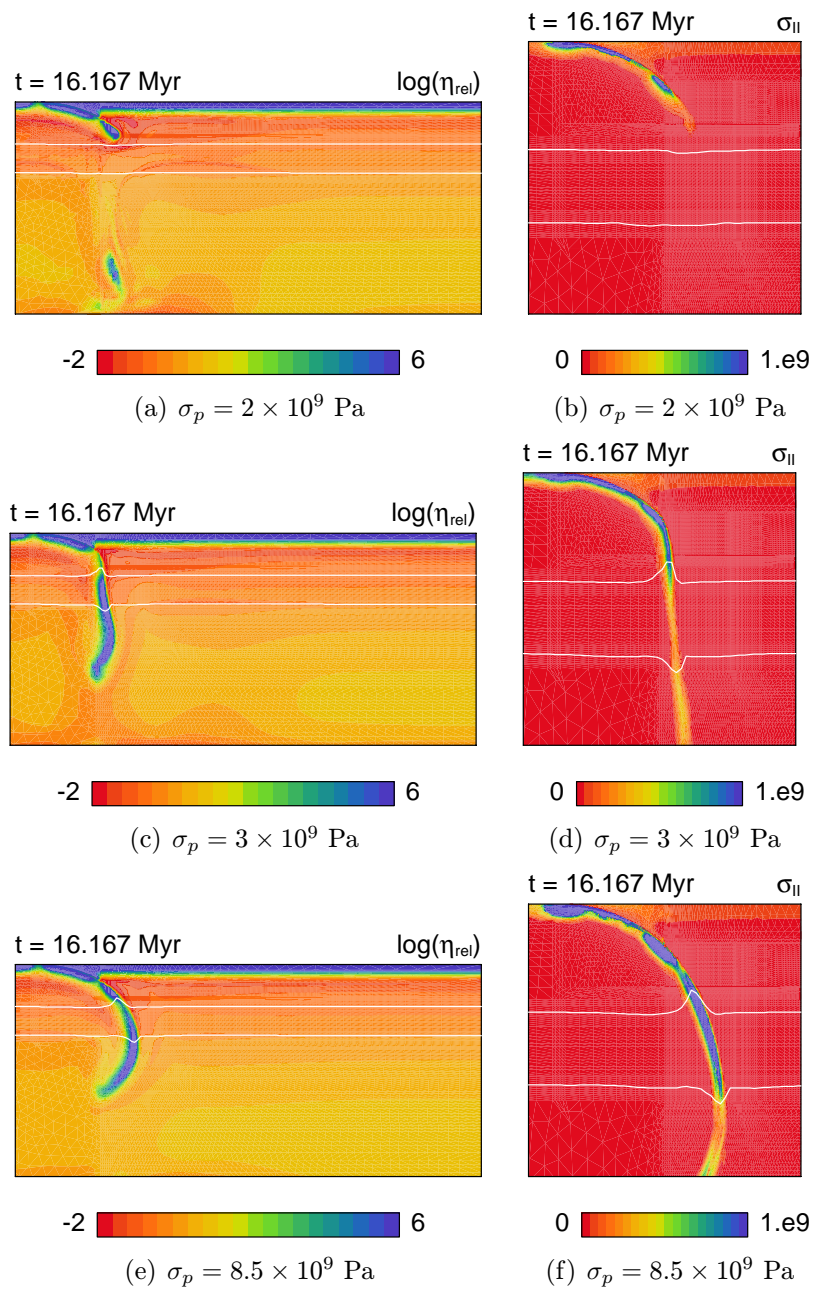
Keď porovnáme viskozity Peierlsovho mechanizmu (pravý stĺpec - obr. 2.9 c,f,i) pri rôznych hodnotách Peierlsovho napätia σ_p , opäť pozorujeme citlivú závislosť na napätí. Pokles viskozity Peierlsovho mechanizmu na konci zlomu, kde sa hromadí napätie, je veľmi výrazný najmä pri hodnotách $\sigma_p = 2 \times 10^9$ Pa (obr. 2.9c) a $\sigma_p = 3 \times 10^9$ Pa (obr. 2.9f).

Pozorujeme ešte dynamiku dosky v modeloch s Peierlsovým tečením v čase 16 miliónov rokov. Na obrázku 2.10 vykresľujeme logaritmus efektívnej viskozity a hodnotu druhého invariantu deviátoru tenzoru napätia pre hodnoty Peierlsovho napätia $\sigma_p = 2 \times 10^9$ Pa - horný riadok, $\sigma_p = 3 \times 10^9$ Pa - stredný riadok a $\sigma_p = 8.5 \times 10^9$ Pa - dolný riadok.

Oproti snímkom z času 13 mil. rokov tu pozorujeme isté rozdiely. Pre najvyššiu hodnotu napätia $\sigma_p = 8.5 \times 10^9$ Pa nie sú až tak zreteľné, doska si zachováva pevnosť, len preniká hlbšie do spodného pláštia (obr. 2.10 e,f). Pre hodnotu $\sigma_p = 3 \times 10^9$ Pa sú rozdiely jasne viditeľné. Zatiaľ čo v čase 13 mil. rokov aj doska s takouto hodnotou Peierlsovho napätia si istú pevnosť drží a spätne sa ohýba (obr. 2.7c a 2.8c), v čase 16. mil. rokov je už zníženie viskozity v mieste hromadenia napätia veľmi výrazné (obr. 2.10c) a dochádza k deformácii dosky v tomto mieste („visí“ z tohto miesta). Zároveň sa v druhom invariante deviátoru tenzoru napätia prejavuje výrazný pokles hodnôt s hĺbkou (obr. 2.10d). Doska s napätím $\sigma_p = 2 \times 10^9$ Pa sa už v časovom kroku 16 miliónov rokov trhá a porovnaním obrázkov 2.10 a,b s obrázkami 2.7b a 2.8b môžeme usudzovať, že vo viskozite aj napätí sa časť dosky „stráca“, hodnoty sú tak nízke, že sa vyrovnajú okolitému plášťovému materiálu.



Obr. 2.9: Logaritmus efektívnej viskozity jednotlivých deformačných mechanizmov pre model s Peierlsovým tečením: ľavý stĺpec newtonovského tečenia, stredný mocninného a pravý Peierlsovo tečenia. Pre tri rôzne hodnoty Peierlsovho napätia: $\sigma_p = 2 \times 10^9$ Pa, $\sigma_p = 3 \times 10^9$ Pa a $\sigma_p = 8.5 \times 10^9$ Pa. Zobrazovaný je 2000 km hlboký a 1600 km široký výrez okolo miesta subdukcie.



Obr. 2.10: Porovnanie dynamiky dosky pre jednotlivé hodnoty σ_p v čase 16 miliónov rokov. V ľavom stĺpci sú vykreslené hodnoty logaritmu efektívnej viskozity, v pravom stĺpci zase hodnoty druhého invariantu deviátoru tenzoru napätia.

Kapitola 3

Záver

V práci sme urobili parametrickú štúdiu deformácie subdukovanej dosky v plášti v závislosti na reologických parametroch Peierlsovho tečenia. Ukázali sme, že Peierlsovo tečenie alebo jeho aproximácia limitom napätia sa uplatňuje vo vnútri chladných dosiek, mocninné tečenie sa najviac uplatňuje v bezprostrednej blízkosti subdukujúcej dosky a newtonovské tečenie dominuje v celom zbytku plášťa, kde sú vysoké teploty a nízke napätia.

Porovnaním viskozít modelov s limitom napätia $\sigma_y = 1$ GPa a s Peierlsovým tečením s $\sigma_p = 8.5$ GPa sme zistili, že morfológia dosky je v oboch prípadoch rovnaká, doska preniká cez fázové rozhranie v hĺbke 660 km do spodného plášťa a spätne sa ohýba. Rozdiely sme pozorovali v hodnotách druhého invariantu tenzoru napätia. Mechanizmus limitu napätia nezávisí na hĺbke a tlaku, v dôsledku čoho sa napätie vo vnútri dosky len veľmi málo mení. Keď zvolíme malý limit napätia, hodnota druhého invariantu tenzoru napätia je malá v celej doske a dochádza k mnohopočetným ohybom v prechodovej zóne; keď zvolíme vyšší, je hodnota druhého invariantu tenzoru napätia vyššia, ale prakticky sa nemení skoro v celej doske (okrem anomálnych oblastí na začiatku a konci zlomu). Pre Peierlsov mechanizmus sú rozdiely v napätiach v jednotlivých častiach dosky väčšie.

Pre oba modely platí, že najväčšie hodnoty druhého invariantu tenzoru napätia sú na začiatku zlomu, kde sa doska začína subdukovať a na konci zlomu, kde naráža na plášť. V oboch tiež pozorujeme bipolárnu štruktúru napätia v doske, vrchnejšie natiahnuté časti sú od spodných častí, pod kompresiou, oddelené líniou veľmi nízkeho napätia. Pri pozorovaní modelov so zahrnutím Peierlsovho tečenia s rôznymi hodnotami Peierlsovho napätia σ_p sa ešte zreteľnejšie prejavila citlivosť tohto mechanizmu na hodnoty napätia. Pozorovali sme, že v oblastiach hromadenia napätia (na konci zlomu) dochádza k prudkému poklesu efektívnej viskozity a deformácii dosky v tomto mieste, čo je spôsobené práve Peierlsovým tečením, ktoré v chladnej a pevnej doske dominuje.

V predloženej práci sme sa pokúsili ukázať vplyv zložitého reologického popisu na deformáciu subdukovanej litosféry. Náš model je ale z viacerých hľadísk zjednodušený. Predovšetkým, ide o dvojrozmerný model, kde v tre-

tom rozmere uvažujeme nekonečne dlhú dosku. Tento model je dobre aplikovateľný na dlhé lineárne subdukčné oblasti. Pre silne zakrivené subdukčné oblasti by ale obraz napätia v doske bol iný ako v zjednodušenom dvojrozmernom prípade. Dvojrozmerná aproximácia je však v prípade modelu subdukcie všeobecne prijímaná, pretože trojrozmerné modely so zložitou reológiou sú neporovnateľne náročnejšie na výpočet, a teda v ich rámci nie je možné robiť širšie parametrické štúdie. Ďalším zjednodušením našich výpočtov je podmienka voľného preklzu pozdĺž pevného zlomu. Napätie (a teda aj viskozitu) v doskách ovplyvňuje aj hraničná podmienka na povrchu subdukujúcej dosky (v našom modeli podmienka na rýchlosť dosky).

Napriek týmto zjednodušeniam z nášho modelovania vychádza, že hoci je aproximácia Peierlsovho tečenia mocninným limitom napätia v globálnom merítku prijateľná, detaily rozloženia napätia v subdukujúcej sa doske môžu byť značne odlišné. V budúcnosti by sme sa chceli venovať podrobnejšiemu štúdiu vplyvu Peierlsovho tečenia na napätie v doskách za použitia modelov s rôznymi hraničnými podmienkami na povrchu subdukujúcej dosky a na kontakte subdukujúcej a nadložnej dosky.

Literatúra

- [1] Čížková, H., van Hunen, J., van den Berg, A.P.: *Stress distribution within subducting slabs and their deformation in the transition zone*, Phys. Earth Planet. Interiors (2007), doi:10.1016/j.pepi.2007.02.002.
- [2] Čížková, H.: *Numerické simulace procesu litosférické subdukce*, Čs. čas. fyz. **55** (2005) 135–140.
- [3] Čížková, H., van Hunen, J., van den Berg, A.P., Vlaar, N.J.: *The influence of rheological weakening and yield stress on the interaction of slabs with the 670 km discontinuity*, Earth and Planetary Science Letters **199** (2002) 447–457.
- [4] Christensen, U.R.: *The influence of trench migration on slab penetration into the lower mantle*, Earth and Planetary Science Letters **10** (1996a) 27–39.
- [5] Christensen, U.R.: *Influence of chemical buoyancy on the dynamics of slabs in the transition zone*, Journal of Geophysical Research **102** (1996b) 22435–22443.
- [6] Christensen, U.R., Yuen, D.A.: *The interaction of a subducting lithospheric slab with a chemical or phase boundary*, Journal of Geophysical Research **89** (1984) 4389.
- [7] Kameyama, M., Yuen, D.A., Karato, S.I.: *Thermal-mechanical effects of low-temperature plasticity (the Peierls mechanism) on the deformation of a viscoelastic shear zone*, Earth and Planetary Science Letters **168** (1999) 159–172.
- [8] Karato, S.I., Riedel, M.R., Yuen, D.A.: *Rheological structure and deformation of subducted slabs in the mantle transition zone: implications for mantle circulation and deep earthquakes*, Phys. Earth Planet. Interiors **127** (2001) 83–108.
- [9] Karato, S.I., Wu, P.: *Rheology of the upper mantle: A Synthesis*, Science **260** 5109 (1993) 771–778.

- [10] King, S.D., Ita, J.J.: *The effects of slab rheology on mass transport across a phase transition boundary*, Journal of Geophysical Research **100** (1995) 20211–20222.
- [11] Korenaga, J., Karato, S.I.: *A new analysis of experimental data on olivine rheology*, Journal of Geophysical Research **113** (2008), B02403, doi:10.1029/2007JB005100.
- [12] McNamara, K., Karato, S., van Keken, E.: *Localization of dislocation creep in the lower mantle: implications for the origin of seismic anisotropy*, Earth and Planetary Science Letters **191** (2001) 85–99.
- [13] Segal, A., Praagman, N.P.: *The Sepran Fem Package*, Technical Report, Ingenieursbureau Sepra, The Netherlands, 2005, <http://ta.twi.tudelf.nl/sepran/sepran.html>
- [14] Shelton, G., Tullis, J.: *Experimental flow laws for crustal rocks*, Eos. Trans. Am. Geophys. Union **62**(17), 396 (1981).
- [15] van Hunen, J., van den Berg, A.P., Vlaar, N.J.: *Various mechanisms to induce present-day shallow flat subduction and implications for the younger earth: a numerical parameter study*, Phys. Earth Planet. Int. **146** (2002) 179–194.
- [16] van Hunen, J.: *Shallow and buoyant subduction: causes and implications from thermo-chemical numerical modeling*, doktorská práca, Utrecht university, 2001
- [17] van der Voo, R., Spakman, W., Bijwaard, H.: *Tethyan subducted slabs under India*, Earth and Planetary Science Letters **171** (1999) 7–20.
- [18] Zhong, S., Gurnis, M.: *Mantle convection with plates and mobile, faulted plate margins*, Science **267** (1995a) 838–843.
- [19] Zhong, S., Gurnis, M.: *Towards a realistic simulation of plate margins in models of mantle convection*, Geophysical Research Letters **22** (1995b) 981–984.