

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Martina Ulvrová

Nelineární reologické modely: popis dynamických procesů v zemském nitru

Katedra geofyziky

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Hana Čížková, Dr.

Studijní program: Fyzika

2006

Na tomto místě bych chtěla poděkovat všem, kteří mi pomohli s touto prací a během studia. Především patří velké dík mé vedoucí bakalářské práce, Mgr. Haně Čížkové, Dr., za velikou trpělivost, podnětné nápady a její nadšení. Dále patří zvláštní dík doc. RNDr. Ctiradu Matyskovi, DrSc., RNDr. Ladislavu Hanykovi, Ph.D., a RNDr. Jakubu Velímskému, Ph.D., za odbornou pomoc a všem dalším členům Katedry geofyziky za vytvoření přátelské atmosféry. Speciální dík patří mé rodině, Csabu Krizkovi a Štěpánu Roučkovi.

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci napsala samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčením práce a jejím zveřejněním.

V Praze dne 31. 5. 2006

Martina Ulvrová

Obsah

1	Úvod	5
1.1	Deformace Země	5
1.2	Litosférická subdukce	5
2	Složení a reologický popis pláště	7
2.1	Newtonovské tečení	8
2.2	Dislokační creep	9
2.3	Peierlsův creep	9
2.4	Reologické parametry	10
3	Deformační mapy	12
3.1	Deformační mapy pro různé hloubky	12
3.2	Deformační mapy pro různé velikosti zrn	14
4	Subdukovaná deska	21
4.1	Aplikace reologického modelu	21
5	Závěr	28
	Literatura	29

Název práce: Nelineární reologické modely: popis dynamických procesů v zemském nitru

Autor: Martina Ulvrová

Katedra (ústav): Katedra geofyziky

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Hana Čížková, Dr.

e-mail vedoucího: hk@karel.troja.mff.cuni.cz

Abstrakt: V předložené práci studujeme nelineární viskózní reologický popis, který je třeba uvažovat při numerickém modelování procesu litosférické subdukce. Náš kompozitní model zahrnuje tři deformační mechanismy: lineární newtonovské tečení, mocninný dislokační creep a nelineární Peierlsovo tečení. Pro různé hloubky a velikosti zrn ukazujeme, jaké reologické mechanismy se uplatňují za daných teplotních, tlakových a napěťových podmínek odpovídajících různým oblastem pláště. Dále tento reologický popis aplikujeme na model předpokládaného rozložení teploty a napětí v subdukované desce a diskutujeme, jak se jednotlivé mechanismy podílejí na deformaci desky.

Klíčová slova: subdukce litosféry; reologie; deformační mapy

Title: Nonlinear rheological models: Description of dynamic processes in the Earth's interior

Author: Martina Ulvrová

Department: Department of geophysics

Supervisor: Mgr. Hana Čížková, Dr.

Supervisor's e-mail address: hk@karel.troja.mff.cuni.cz

Abstract: In the present work we study nonlinear viscous rheology that should be considered in numerical models of subducting slabs. We use composite model that includes three deformation mechanisms, namely diffusion creep, dislocation creep and low-temperature plasticity (Peierls mechanisms). We construct deformation maps for several values of grain size and depths and demonstrate which deformation mechanisms act at different temperature, pressure and stress conditions in the upper mantle. Finally, we apply our rheological description to the slab temperature and stress model and discuss how individual mechanisms influence slab deformation.

Keywords: Subduction; Rheology; Deformation maps

Kapitola 1

Úvod

1.1 Deformace Země

Zemské těleso není tuhé, ale je schopno se deformovat, tj. měnit svůj tvar a objem. Na krátkých časových škálách (řádově sekundy až hodiny) lze v prvním přiblížení považovat Zemi za pružné těleso, což znamená, že tenzor napětí je závislý na tenzoru deformace, nikoliv na rychlosti deformace. Zanedbáváme tak trvalé změny a neuvažujeme síly tření ani disipaci energie. Elastický popis používáme např. při změnách tvaru litosféry způsobené sluneční a měsíční přitažlivostí (tzv. slapové jevy), při popisu vlastních kmitů Země nebo při šíření vln způsobených zemětřesením.

Pro střednědobé deformace jako je např. postglaciální výzdvih (řádově deseti-tisíce let) se Země chová jako viskoelastické těleso. Na nejdelších časových škálách, tj. pro pomalé děje jako konvekce v plášti, je třeba uvažovat popis viskózní.

Předmětem našeho zájmu je proces subdukce litosféry, pro který se obvykle používá viskózní nebo viskoelastický reologický model. My se v této práci omezíme na popis viskózní, ovšem se zahrnutím tří deformačních mechanismů – lineárního newtonovského mechanismu, mocninného dislokačního creepu a silně nelineárního Peierlsova tečení.

1.2 Litosférická subdukce

Dle teorie deskové tektoniky je vnější pevná slupka Země – litosféra – rozdělena přibližně na 15 desek, které se vůči sobě pohybují rychlostmi 1–10 cm/rok. Tyto pohyby jsou projevem termální konvekce v zemském plášti.

Rozlišujeme tři druhy deskových rozhraní: divergentní rifty, oblasti transformních zlomů a pro nás nejzajímavější oblasti konvergentní. V oblastech riftů se dvě desky od sebe odtlačují a dochází mezi nimi k výstupu horkého materiálu z pláště; ten pak chladne a vytváří tak novou litosféru. V konvergentních oblastech se naopak k sobě dvě desky přibližují a chladná, stará litosféra se zanořuje (subdukuje) zpět do pláště. Proces subdukce litosféry na konvergentních okra-

jích provází hromadění napětí, proto je se subdukčními oblastmi spojena většina pozorované zemětřesné činnosti.

Pohyb subdukovaných desek v mělkých partiích pláště lze studovat pomocí morfologie tzv. Wadati–Benioffových zón. Jsou to oblasti, v nichž jsou soustředěna ohniska zemětřesení, která se nacházejí právě v relativně chladné a tedy pevně sestupující desce. S rostoucí hloubkou ovšem ohnisek ubývá, až v hloubkách okolo 700 km vymizí úplně. Další informace o morfologii subdukovaných desek přináší seismická tomografie.

Seismická tomografie je metoda analogická lékařské počítačové tomografii. Oblast o neznámé struktuře (zemský plášť) prozařujeme paprsky zemětřesných vln. Analýzou časů příchodů určujeme třírozměrný obraz struktury zemského pláště. Pokrytí zemského nitra zaznamenanými seismickými paprsky je sice značně nehomogenní a v plášti existují oblasti, o jejichž struktuře nemáme žádnou informaci, ovšem pro subdukční oblasti je pokrytí obvykle dostačující, protože většina ohnisek zemětřesení leží právě v subdukovaných deskách.

Co tedy ze seismické tomografie víme. Desky se pod různým úhlem zanořují do pláště a pronikají až do hloubky přibližně 660 km, kde dochází k endotermnímu fázovému přechodu v materiálu pláště. Při něm hustota skokově narůstá asi o 10%. Ve studených subdukovaných deskách je endotermní fázové rozhraní prohnuto směrem dolů a dodatečná vztlaková síla buzená tímto zvlněním tak působí směrem nahoru, tedy proti směru pohybu desky. Otázkou je, zda je tento odpor fázového rozhraní dostatečně silný, aby se deska deformovala a zůstala ve svrchním plášti (nad fázovým rozhraním), nebo zda deska odpor dokáže překonat a proniknout přes diskontinuitu do spodního pláště.

Ukazuje se, že morfologie desek se oblast od oblasti liší. Někde se deska zanořuje do pláště téměř vertikálně a přechází přes rozhraní v hloubce 660 km do spodního pláště. Jinde je odpor fázového rozhraní dostatečně silný, aby se deska deformovala a buď zůstala trvale ve svrchním plášti nebo se sice po nějakou dobu pohybovala horizontálně po rozhraní, ale nakonec do spodního pláště pronikla a pokračovala v sestupu k jádru.

Tomografické modely nám tedy dávají přibližnou představu o chování litosférických desek v plášti. Odpověď na otázku, jaké parametry subdukujících se desek (stáří, teplota, rychlost subdukce, ...) mají klíčový vliv na způsob deformace, pomáhají najít počítačové modely procesu litosférické subdukce. V nich je nutné znát realistický reologický popis subdukované litosféry.

Cílem této práce je shromáždit parametry kompozitního viskózního reologického modelu určené z vysokotlakých experimentů a vytvořit tzv. deformační mapy, tj. ukázat jaké reologické mechanismy se uplatňují za daných teplotních, tlakových a napěťových podmínek odpovídajících různým oblastem pláště. Dále aplikujeme tento reologický popis na model předpokládaného rozložení teploty a napětí v subdukované desce a budeme diskutovat, jak se jednotlivé mechanismy podílejí na deformaci desky.

Kapitola 2

Složení a reologický popis pláště

Z fyzikálně–chemického hlediska je zemský plášť tvořen směsicí minerálů. Seismickým pozorováním odpovídá složení z tzv. pyrolitu, čímž se rozumí hypotetická hornina skládající se z olivínu, pyroxenu a granátu. Minerál, který převládá a určuje tak do značné míry reologické vlastnosti svrchního pláště je olivín $(Mg, Fe)_2SiO_4$, tvoří přibližně 57 %.

Ze seismických pozorování víme, že v hloubkách 410 km a 660 km se nacházejí rozhraní, na nichž skokem narůstá hustota i rychlosti seismických vln. Pyrolitický model umožňuje vysvětlit existenci těchto plášťových diskontinuit pomocí fázových přechodů. Na rozhraní v hloubce 410 km dochází k fázovému přechodu olivínu na β -spinel za skokového nárůstu hustoty přibližně o 10%. K dalšímu tentokrát pozvolnému fázovému přechodu β -spinelu na γ -spinel dochází v hloubce 520 km. Poslední fázový přechod je lokalizován v hloubce přibližně 660 km, která dělí plášť na svrchní a spodní. Zde se spinel transformuje v perovskit $(Fe, Mg)SiO_3$ a magnesiowustit $(Fe, Mg)O$. Fázový přechod je opět provázen zhruba 10 % vzrůstem hustoty.

Proces subdukce litosféry obvykle popisujeme viskoelastickým nebo viskózním reologickým modelem. V této práci se omezíme na popis viskózní. Ve viskózním reologickém modelu souvisí tenzor napětí τ s tenzorem rychlosti deformace $\dot{\epsilon}$ vztahem

$$\tau = -p\mathbf{I} + \eta\dot{\epsilon}, \quad (2.1)$$

kde p je mechanický tlak, \mathbf{I} identický tenzor a η viskozita. Deviatorickou část tenzoru napětí označme σ_D

$$\sigma_D = \eta\dot{\epsilon}. \quad (2.2)$$

Na základě laboratorních měření se soudí, že se při deformaci pláště uplatňují tři mechanismy – lineární deformační mechanismus, tzv. difuzní creep (newtonovské tečení), mocninný deformační mechanismus, tzv. dislokační creep a Peierlsovo tečení, které vykazuje silně nelineární závislost rychlosti deformace na napětí (viz [1]).

Tyto tři mechanismy kombinujeme v tzv. kompozitním modelu (viz [2]), kde druhý invariant celkové rychlosti deformace viskózního tečení $\dot{\varepsilon}_V$ je dán součtem druhých invariantů rychlostí deformací dílčích mechanismů, tj. difuzního creepu ($\dot{\varepsilon}_l$), dislokačního creepu ($\dot{\varepsilon}_n$) a Peierlsova tečení ($\dot{\varepsilon}_p$)

$$\dot{\varepsilon}_V = \dot{\varepsilon}_l + \dot{\varepsilon}_n + \dot{\varepsilon}_p. \quad (2.3)$$

Při deformaci se v daném místě uplatní ten mechanismus, který produkuje nejvyšší rychlost deformace.

Rychlost deformace jednotlivých mechanismů obecně závisí na teplotě T , tlaku P , velikosti zrna d a na napětí σ . Z vysokotlakých experimentů víme, že závislost rychlosti deformace na teplotě a tlaku je exponenciální

$$\dot{\varepsilon} \sim e^{-\frac{H^*}{RT}}, \quad (2.4)$$

kde $\dot{\varepsilon}$ je druhý invariant tenzoru rychlosti deformace, H^* aktivační entalpie a R je molární plynová konstanta. Aktivační entalpii lze dále vyjádřit pomocí aktivační energie E^* a aktivačního objemu V^* jako

$$H^* = E^* + PV^*. \quad (2.5)$$

Kromě výše uvedeného popisu lze použít parametrizaci pomocí homologické teploty T_m/T (poměr teploty tání k absolutní teplotě)

$$\dot{\varepsilon} \sim e^{-g\frac{T_m(P)}{T}}, \quad (2.6)$$

kde g je bezrozměrná konstanta a P je tlak.

2.1 Newtonovské tečení

V lineárním newtonovském deformačním mechanismu závisí rychlost deformace na teplotě T , tlaku P , velikosti zrna d a na napětí dle vztahu (viz [3])

$$\dot{\varepsilon}_l = A_l \frac{\sigma}{\mu} \left(\frac{b}{d}\right)^m \exp\left[\frac{-E_l^* + PV_l^*}{RT}\right], \quad (2.7)$$

kde $\dot{\varepsilon}_l$ je druhý invariant tenzoru rychlosti deformace, σ druhý invariant deviatoru tenzoru napětí σ_D , A_l parametr určený na základě laboratorních měření, μ modul torze, b je délka Burgersova vektoru, m exponenciální faktor, E_l^* a V_l^* jsou aktivační parametry newtonovského tečení a R je plynová konstanta.

Použijeme-li místo aktivačních parametrů popis pomocí homologické teploty, lze vyjádřit rychlost deformace vztahem (viz [4])

$$\dot{\varepsilon}_l = A_l \frac{\sigma}{\mu} \left(\frac{b}{d}\right)^m \exp\left[-g_l \frac{T_m(P)}{T}\right], \quad (2.8)$$

kde g_l je bezrozměrná konstanta. Tlaková závislost teploty tání je dle [5] pro svrchní plášť dána vztahem

$$T_m = 2100 + 1.4848z - 5.00 \cdot 10^{-4} z^2. \quad (2.9)$$

Pro spodní plášť platí

$$T_m = 2916 + 1.2500z - 165 \cdot 10^{-4} z^2. \quad (2.10)$$

Hloubka z je dána v kilometrech, teplota v kelvinech.

Difuzní creep převládá pro relativně nízká napětí (10^{-3} – 10^{-1} MPa) a/nebo malé velikosti zrn. Pro tento mechanismus je $m = 2 - 3$, tj. rychlost deformace významně klesá s velikostí zrn.

2.2 Dislokační creep

Rychlost deformace dislokačního creepu závisí opět exponenciálně na teplotě a tlaku ale nelineárně na napětí (viz [3])

$$\dot{\epsilon}_n = A_n \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^n \exp \left[-\frac{E_n^* + PV_n^*}{RT} \right], \quad (2.11)$$

kde A_n je konstanta, n exponenciální faktor a E_n^* , resp. V_n^* jsou aktivační energie, resp. aktivační objem mocninného deformačního mechanismu. Na velikosti zrna d rychlost deformace dislokačního creepu nezávisí.

Obdobně jako pro difuzní creep lze pomocí homologické teploty psát (viz [4])

$$\dot{\epsilon}_n = A_n \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^n \exp \left[-g_n \frac{T_m(P)}{T} \right], \quad (2.12)$$

kde g_n je konstanta charakteristická pro tento deformační mechanismus.

Dislokační creep dominuje pro středně velká napětí (10^{-1} – 10^2 MPa). Hodnota parametru n se pohybuje okolo 3.5.

2.3 Peierlsův creep

Nízkoteplotní deformace zvaná Peierlsův mechanismus se uplatňuje především pro vysoká napětí (10^3 MPa). Rychlost deformace závisí na napětí podle vztahu (viz [6])

$$\dot{\epsilon}_p = A_p \exp \left[-\frac{E_p^*}{RT} \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_p} \right)^q \right], \quad (2.13)$$

kde A_p , q jsou materiálové konstanty, E_p^* aktivační energie a σ_p Peierlsovo napětí.

V této parametrizaci dle [6] není zahrnut vliv tlaku. Aktivační energie by ovšem měla být závislá na tlaku (viz [1]). Proto v tomto případě považujeme za vhodnější parametrizaci pomocí homologické teploty (viz [4]), kde je závislost

rychlosti deformace na tlaku obsažena prostřednictvím tlakové závislosti teploty tání. Vztah pro rychlost deformace tedy lze vyjádřit

$$\dot{\epsilon}_p = A_p \exp \left[-g_p \frac{T_m(P)}{T} \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_p}\right)^q \right], \quad (2.14)$$

kde g_p je konstanta.

Rychlost deformace spočtená dle vztahů (2.13), resp. (2.14) není nulová pro nulové napětí σ . Peierlsův creep se nicméně v plášti uplatňuje při vysokých napětích. Proto používáme jeho asymptotickou formu (viz [6]), kde nulovému napětí odpovídá nulová rychlost deformace a pro napětí $\sim 10^3$ MPa se asymptoticky blíží k (2.13)

$$\dot{\epsilon}_p = A_p \exp \left[-g_p \frac{T_m}{T} (1 - \gamma)^q \right] \left(\frac{\sigma}{\gamma \sigma_p} \right)^{S(T)}, \quad (2.15)$$

kde

$$S(T) = \frac{g_p T_m}{T} (1 - \gamma)^{q-1} q \gamma. \quad (2.16)$$

Bezrozměrná konstanta γ je z intervalu $\langle 0; 1 \rangle$. Protože chceme, aby vztah (2.15) aproximoval vztah (2.13) pro napětí $\sim 10^3$ MPa, uvažujeme $\gamma = 0.1$ (viz [6]).

Obdobně lze zavést asymptotickou formu i pro rovnici (2.13)

$$\dot{\epsilon}_p = A_p \exp \left[-\frac{E_p^*}{RT} (1 - \gamma)^q \right] \left(\frac{\sigma}{\gamma \sigma_p} \right)^{S(T)}, \quad (2.17)$$

kde

$$S(T) = \frac{E_p^*}{RT} (1 - \gamma)^{q-1} q \gamma. \quad (2.18)$$

2.4 Reologické parametry

Reologické modely ovlivňuje řada skutečností. Především (a tuto skutečnost je nutné mít neustále na paměti), plášť je tvořen směsí minerálů, nikoliv pouze olivínem (popř. jeho modifikacemi) a stanovit parametry této směsi je obtížné. Navíc ani hodnoty parametrů olivínu nejsou přesně určené, známe pouze intervaly, ve kterých by měly ležet. Dále, součástí litosférických desek je kůra o zcela odlišném složení než zbytek pláště, vzniklá chemickou diferenciací při částečném natažení plášťového materiálu na středooceánských hřbetech během tvorby nové litosféry. Ta má jiné reologické parametry než olivín a dochází v ní k jiným fázovým přechodům.

Důležitým faktorem je rozložení velikosti zrn v Zemi. Ve svém modelu jsem neuvažovala procesy redukce ani růstu velikosti zrn. Oba přitom mohou výrazně ovlivnit geologii desky, protože rychlost deformace newtonovského tečení je úměrná druhé mocnině velikosti zrna.

Velmi významný vliv na reologii má zřejmě přítomnost vody. Ta výrazně snižuje viskozitu a zvyšuje tak rychlost deformace. Bohužel reologické parametry

veličina	hodnota
A_l předexponencialní faktor pro difuzní creep [3]	$8.7 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$
A_n předexponencialní faktor pro dislokační creep [3]	$3.55 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$
A_p předexponencialní faktor pro Peierlsův creep [6]	$5.7 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$
E_l^* aktivační energie difúzního mechanismu [3]	300 kJ mol^{-1}
V_l^* aktivační objem difuzního mechanismu [3]	$6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$
E_n^* aktivační energie dislokačního mechanismu [3]	540 kJ mol^{-1}
V_n^* aktivační objem dislokačního mechanismu [3]	$15 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$
E_p^* aktivační energie Peirlsova tečení [6]	540 kJ mol^{-1}
σ_p Peierlsovo napětí [6]	$8.5 \cdot 10^9 \text{ Pa}$
m exponent v lineárním creepu [3]	2.5
n exponent v mocninném tečení [3]	3.5
q exponent pro Peierlsovo tečení [6]	2
g_l bezrozměrná konstanta pro difuzní creep [4]	17
g_n bezrozměrná konstanta pro dislokační creep [4]	31
g_p bezrozměrná konstanta pro Peierlsův creep [4]	31
R molární plynová konstanta [6]	$8.31 \text{ J mol}^{-1}\text{K}$
μ modul torze [6]	80 GPa
b Burgersův vektor [3]	0.5 nm

Tabulka 2.1: Parametry deformačních mechanismů pro olivín.

pro tento stav jsou ještě hůře známy než parametry materiálů bez obsahu vody. Navíc není dosud známo, jaké množství se v které části nachází. Vliv přítomnosti vody tedy v našich výpočtech neuvažujeme.

Kapitola 3

Deformační mapy

Rychlost deformace jednotlivých mechanismů závisí na řadě parametrů (T, P, \dots). Pro orientaci, v které oblasti svrchního pláště převládá jaký mechanismus, slouží deformační mapy. Udávají závislost celkové rychlosti deformace (viz rovnice (2.3)) na teplotě a napětí pro danou velikost zrna a hloubku. Barevně jsou v nich pak vyznačeny oblasti dominance jednotlivých mechanismů (tj. oblasti, v nichž daný mechanismus dává nejvyšší rychlost deformace).

Deformační mapy jsem počítala jak na základě vztahů parametrizovaných pomocí homologické teploty, tak i ze vztahů popsanych aktivační entalpií. V prvním případě jsem pro výpočet difuzního, dislokačního a Peierlsova tečení použila vztahy (2.8), (2.12) a (2.15), v opačném případě vztahy (2.7), (2.11) a (2.17).

Hodnoty všech parametrů použitých při tvorbě deformačních map jsou uvedeny v tabulce 2.1. Jsou to parametry experimentálně získané pro olivín. V teplotních a tlakových podmínkách odpovídajících přechodové oblasti (410–660 km) bychom měli brát v úvahu parametry pro spinel. Ty ovšem bohužel nejsou spolehlivě známy (viz [1]), proto používáme parametry pro olivín v celém svrchním plášti.

3.1 Deformační mapy pro různé hloubky

Nejprve se podívejme na deformační mapy pro konstantní velikost zrna $d = 0.1$ mm ve třech hloubkách – 200, 400 a 600 km. Výsledky jsou uvedeny na obrázcích 3.1–3.6. V obrázcích 3.1–3.3 je pro výpočet rychlosti deformace použita parametrizace pomocí homologické teploty, v obrázcích 3.4–3.6 aktivační entalpie.

Mapy kreslíme pro teploty z intervalu 500–2000 K. Napětí je vynášeno v logaritmické škále. Ukazujeme izolinie dekadického logaritmu rychlosti deformace. Barevné kódování je ve všech případech shodné. V bílé oblasti dominuje Peierlsovo tečení, červená oblast je oblast převládajícího dislokačního creepu a šedá barva označuje převládající difuzní creep.

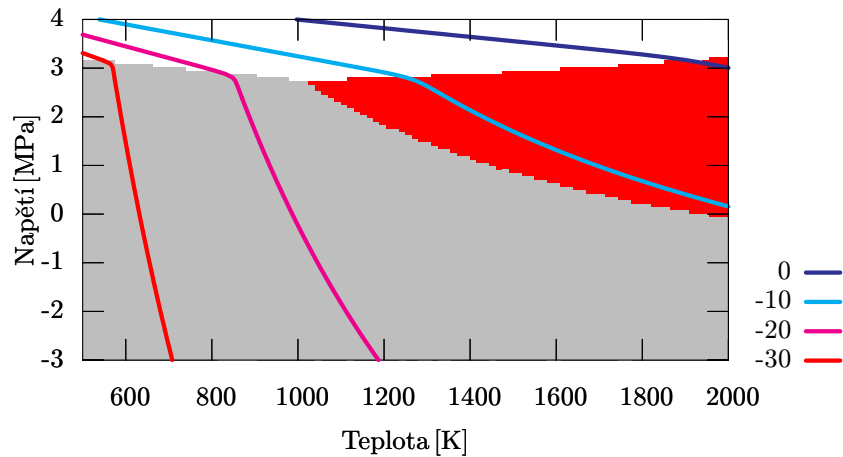
Z obrázků je patrné, že čím větší hloubka, tím je pro danou teplotu a napětí menší rychlost deformace. Hloubka rovněž ovlivňuje, kde leží hranice mezi

difuzním a dislokačním creepem. S rostoucí hloubkou se oblast s převládajícím dislokačním creepem zmenšuje.

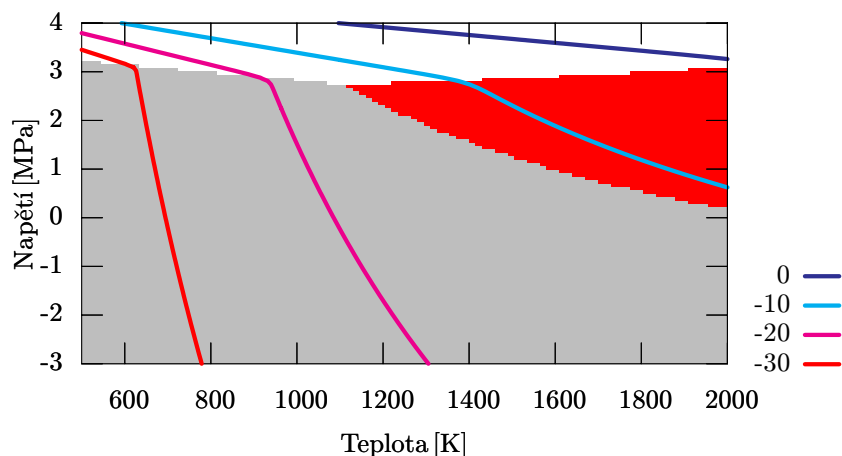
Oblast Peierlsova creepu se v případě parametrizace pomocí homologické teploty (obr.3.1–3.3) s hloubkou prakticky nemění. Peierlsův creep se stává aktivním přibližně pro napětí větší než 10^3 MPa.

Použijeme-li parametrizaci pomocí aktivační entalpie (obr. 3.4–3.6), liší se deformační mapy od předchozího modelu především v oblasti dominance Peierlsova tečení. Už v hloubce $h = 200$ km je Peierlsův creep aktivní při napětí $\sim 10^2$ MPa a s rostoucí hloubkou se oblast dominance zvětšuje. Tento efekt může být částečně způsoben nevhodnou volbou konstanty γ ve vztahu 2.15 pro aproximaci deformace Peierlsovým mechanismem.

Deformační mapy spočtené pomocí různých parametrizací se navíc liší v oblasti dominance dislokačního creepu (srov. obr.3.2 a 3.2 a obr.3.3 a 3.6). Zde zřejmě hraje důležitou roli aktivační objem, který je pro tento mechanismus relativně vysoký (viz tab.2.1). S rostoucím tlakem tak rychlost deformace dislokačního creepu výrazně klesá. V tomto případě bychom zřejmě měli vzít v úvahu, že aktivační objem je pravděpodobně výrazně nadhodnocen. Pro olivín máme $V^* = 15 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$, v přechodové zóně bychom ovšem měli uvažovat spinel. Pro ten je aktivační objem odhadován výrazně nižší (dle [1]) $V_{sp}^* = 5.33 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$. Uvážíme-li v hloubce 600 km aktivační objem pro spinel, nastane v deformační mapě dramatická změna (obr.3.7), oblast dominance dislokačního creepu vzroste.



Obrázek 3.1: Deformační mapa pro hloubku $h = 200$ km a velikost zrna $d = 0.1$ mm. Bílá oblast označuje převládající Peierlsovo tečení, červená dominantní dislokační creep a šedá difuzní creep. Osa y je logaritmická. Vykresluje se izoliny dekadického logaritmu rychlosti deformace. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí homologické teploty.



Obrázek 3.2: Deformační mapa pro hloubku $h = 400$ km a velikost zrna $d = 0.1$ mm. Barevné označení je shodné jako u obr. 3.2. Osa y je logaritmická. Vykreslujeme izolinie dekadického logaritmu rychlosti deformace. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí homologické teploty.

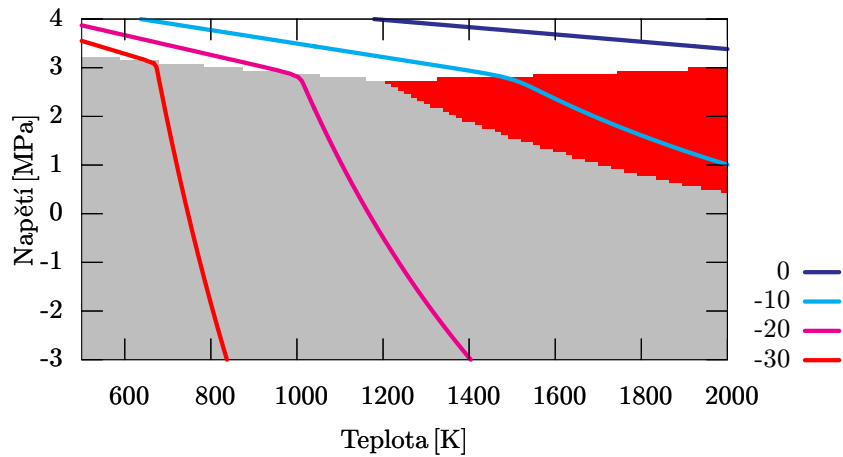
3.2 Deformační mapy pro různé velikosti zrn

Dále se budeme zabývat vlivem velikosti zrn. Ten je ukázán na obrázcích 3.8–3.11. Pro deformační mapy 3.8–3.9 jsem použila parametrizaci pomocí homologické teploty, grafy 3.10–3.11 byly vytvořeny na základě parametrizace pomocí aktivační entalpie.

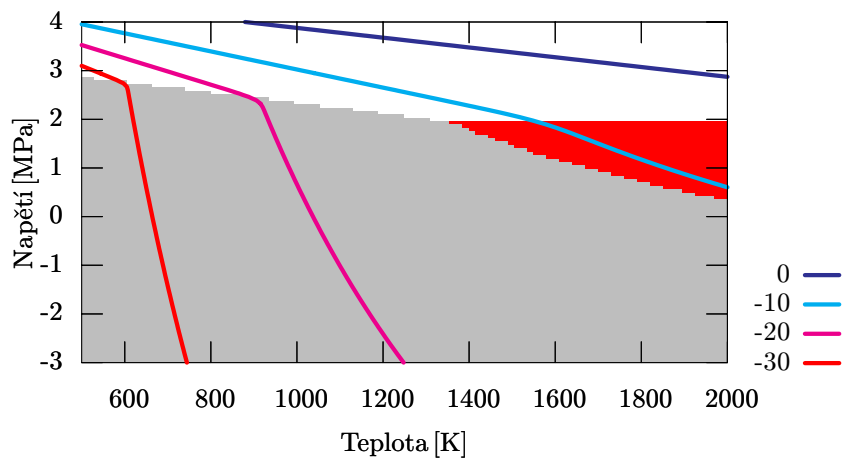
Barevné kódování je shodné jako v předchozích mapách, tj. bílá barva odpovídá převládajícímu Peierlsovu tečení, červená dislokačnímu creepu a šedá značí dominanci difuzního creepu. Všechny mapy jsou vykresleny pro hloubku $h = 400$ km.

Z map je patrné, že se snižující se velikostí zrna se pro danou teplotu a napětí v oblasti dominance difuzního creepu zvyšuje rychlost deformace. S klesající velikostí zrna se dále zmenšuje oblast dominance dislokačního creepu ve prospěch difuzního creepu až pro velikost zrna 0.001 mm v případě parametrizace pomocí homologické teploty (0.01 mm v případě parametrizace pomocí aktivační entalpie) dislokační creep vymizí úplně. Příčinou je výrazný růst rychlosti deformace difuzního creepu pro malá zrna ($\dot{\epsilon}_l \sim d^{-2.5}$). Tento efekt může být podstatný ve studeném jádře subdukující desky v přechodové zóně, kde v důsledku fázové přeměny v hloubce 410 km pravděpodobně velikost zrna klesá, a to až o několik řádů (viz [4]). Stejnou příčinu má i zmenšující se oblast dominance Peierlsova

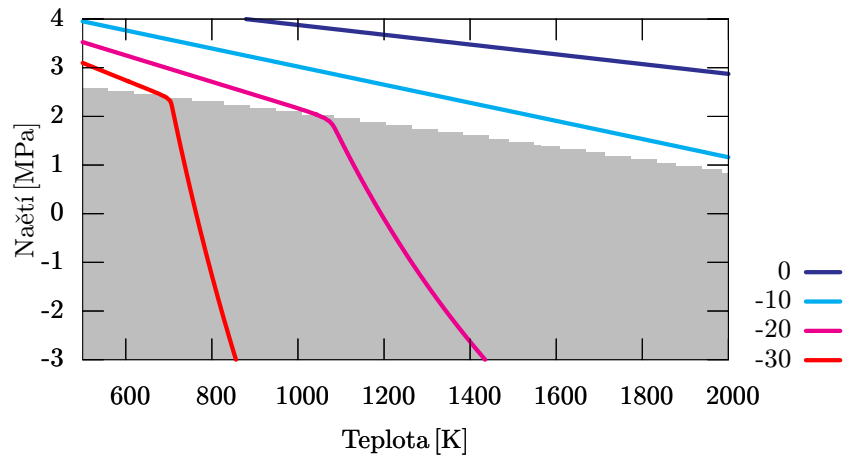
tečení pro snižující se velikost zrna. V případě popisu pomocí aktivační entalpie (viz. obr. 3.10–3.11) je tento jev více patrný.



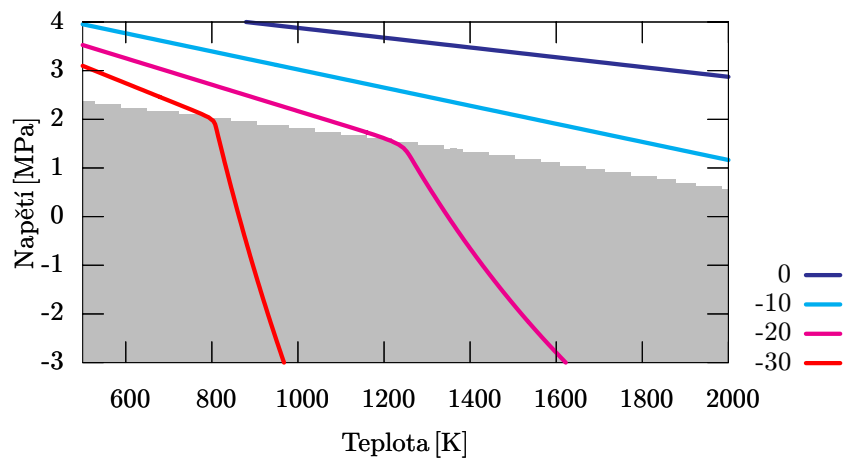
Obrázek 3.3: Deformační mapa pro hloubku $h = 600$ km a velikost zrna $d = 0.1$ mm. Barevné kódování je shodné s obr. 3.3. Osa y je logaritmická. Vykreslujeme izočáry dekadického logaritmu rychlosti deformace. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí homologické teploty.



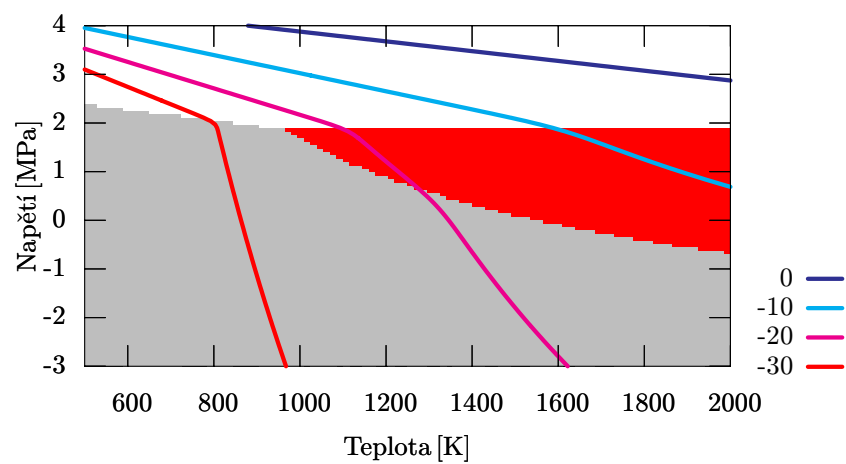
Obrázek 3.4: Deformační mapa pro hloubku $h = 200$ km a velikost zrna $d = 0.1$ mm. Barevné kódování je shodné s obr. 3.1. Osa y je logaritmická. Vykreslujeme izočáry dekadického logaritmu rychlosti deformace. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí aktivační entalpie.



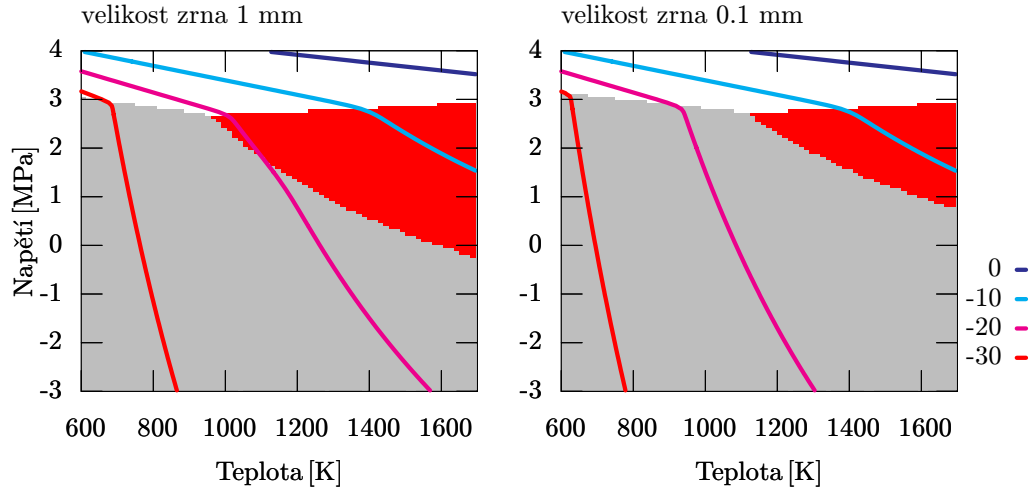
Obrázek 3.5: Deformační mapa pro hloubku $h = 400$ km a velikost zrna $d = 0.1$ mm. Barevné označení je shodné jako u obr. 3.1. Osa y je logaritmická. Vykreslujeme izočáry dekadického logaritmu rychlosti deformace. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí aktivační entalpie.



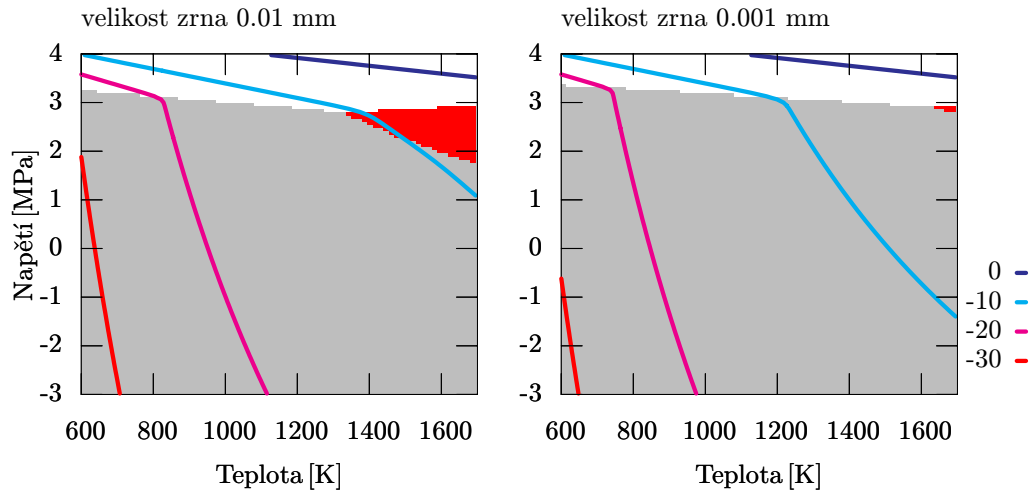
Obrázek 3.6: Deformační mapa pro hloubku $h = 600$ km a velikost zrna $d = 0.1$ mm. Barevné kódování je shodné s obr. 3.1. Osa y je logaritmická. Vykreslujeme izočáry dekadického logaritmu rychlosti deformace. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí aktivační entalpie.



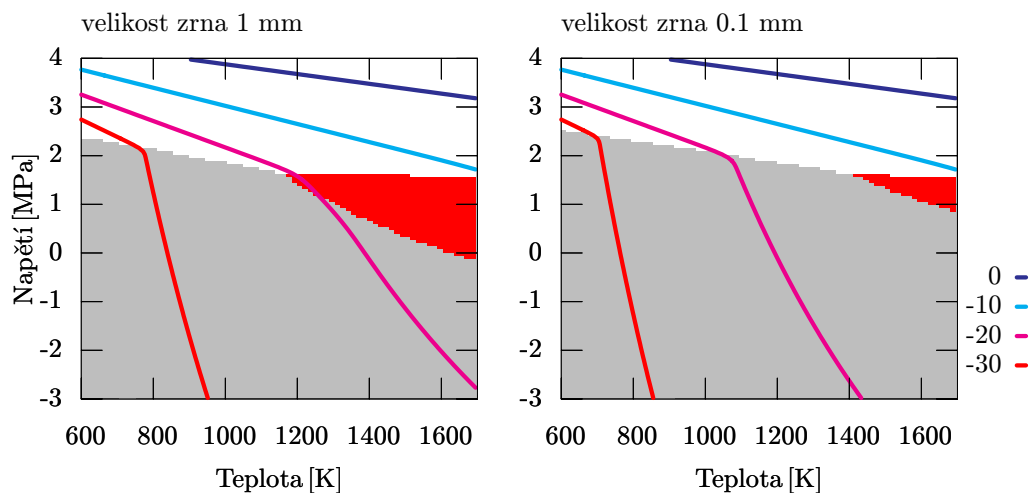
Obrázek 3.7: Deformační mapa pro hloubku $h = 600$ km, velikost zrna $d = 0.1$ mm a aktivační objem $V_{sp}^* = 5.33 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$. Barevné kódování je shodné s obr. 3.1. Osa y je logaritmická. Vykreslujeme izočáry dekadického logaritmu rychlosti deformace. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí aktivační entalpie.



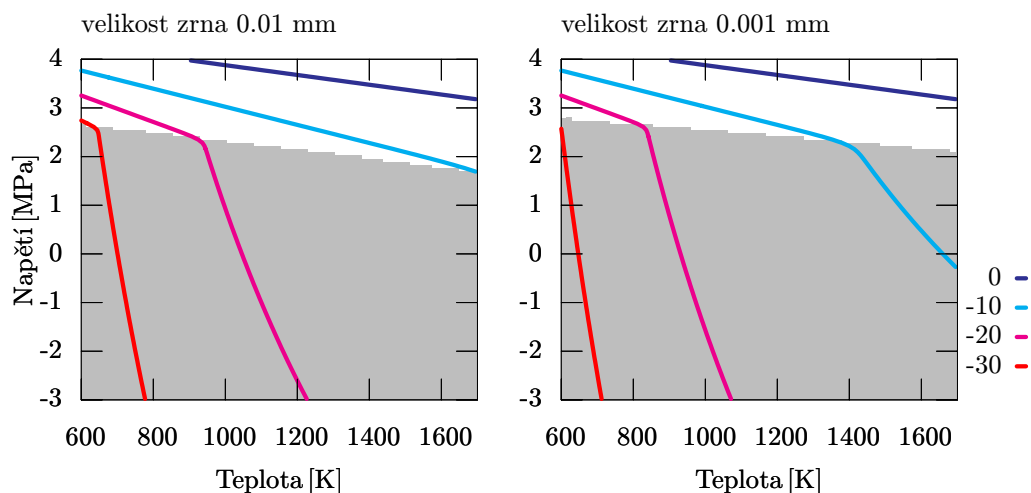
Obrázek 3.8: Deformační mapa pro velikost zrna 1 mm a 0.1 mm a hloubku 400 km. Bílá oblast označuje převládající Peierlsovo tečení, červená dominantní dislokační creep a šedá difuzní creep. Osa y je logaritmická. Vykreslujeme izočáry dekadického logaritmu rychlosti deformace. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí homologické teploty.



Obrázek 3.9: Deformační mapa pro velikost zrna 0.01 mm a 0.001 mm a hloubku 400 km. Barevné označení je shodné s obr. 3.8. Osa y je logaritmická. Vykreslujeme izočáry dekadického logaritmu rychlosti deformace. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí homologické teploty.



Obrázek 3.10: Deformační mapa pro velikost zrna 1 mm a 0.1 mm a hloubku 400 km. Barevné označení je shodné s obr. 3.8. Osa y je logaritmická. Vykreslujeme izočáry dekadického logaritmu rychlosti deformace. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí aktivační entalpie.



Obrázek 3.11: Deformační mapa pro velikost zrna 0.01 mm a 0.001 mm a hloubku 400 km. Barevné označení je shodné s obr. 3.8. Osa y je logaritmická. Vykreslujeme izočáry dekadického logaritmu rychlosti deformace. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí aktivační entalpie.

Kapitola 4

Subdukovaná deska

V předchozí kapitole jsme se zabývali deformačními mapami. Ukázali jsme, jaký mechanismus obecně převládá za daných podmínek. Nyní se pokusíme aplikovat náš reologický popis na model teploty a napětí odpovídající subdukované desce s cílem zjistit, v kterých částech desky a oblasti pláště dominuje který mechanismus.

Vstupní model napětí a teploty jsme převzali z numerického modelu subdukce 100 miliónů let staré oceánské litosféry (viz [7]). Použili jsme časový okamžik asi 15 miliónů let po zahájení procesu subdukce, kdy je deska zanořena do hloubky přibližně 1200 km.

V modelu byly uváženy fázové přechody v hloubkách 410 a 660 km. Reologický popis v této numerické simulaci zahrnoval difuzní creep, dislokační creep a tzv. limitor napětí, pro který rychlost deformace závisí nelineárně na napětí vztahem $\dot{\epsilon} \sim \sigma^{n_{LN}}$, kde $n_{LN} = 5$. Tento limitor napětí měl zhruba aproximovat efekt Peierlsova tečení. Celková kompozitní rychlost deformace $\dot{\epsilon}_M$ je dána opět součtem rychlostí deformací dílčích mechanismů.

Parametry difuzního a dislokačního creepu se od námi používaných hodnot lišily – především byly použity nižší hodnoty aktivačních objemů. Reologický popis tedy není konzistentní s tím, který používáme v této práci. Nicméně předpokládáme, že nám poskytuje alespoň hrubý odhad realistického rozložení teplot a napětí v desce a jejím okolí. Tato rozložení ukazují obrázky 4.1 a 4.2. Napětí dosahuje v nejchladnějších částech desky až hodnot kolem 10^3 MPa.

4.1 Aplikace reologického modelu

Rozložení teplot (obr. 4.1) a napětí (obr. 4.2) z numerického modelu jsme tedy použili jako vstupní data a vypočítali rychlost deformace podle stejných vztahů jako v kapitole 3. Pro výpočet jsme použili deformační vztahy parametrizované pomocí homologické teploty. Výsledky jsou na obrázcích 4.3 a 4.4. Rozložení rychlosti deformace v původním modelu (tedy modelu s limitorem napětí místo Peierlsova tečení a jinými aktivačními parametry, než jaké používáme v této práci)

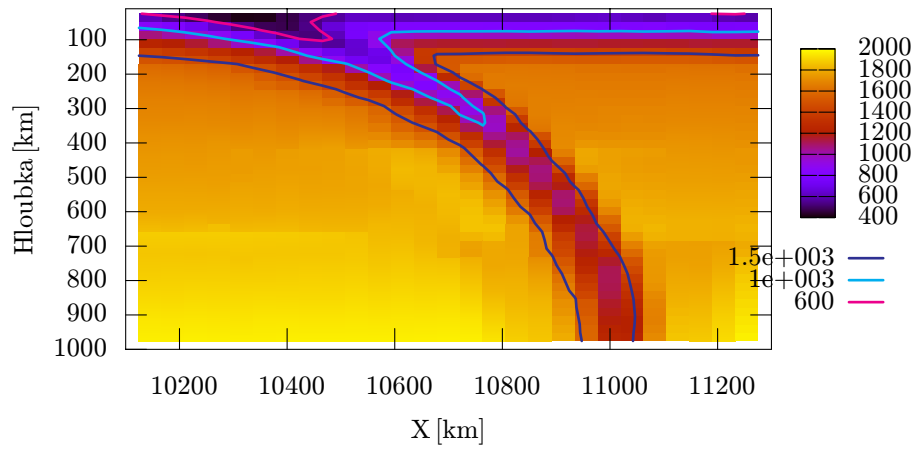
ukazuje obrázek 4.3.

Z obrázku 4.5 je patrné, že relativně nízké rychlosti deformace dostáváme uvnitř studené subdukující desky, nejvyšší pak po stranách desky na jejím kontaktu s pláštěm (oblast dominance dislokačního creepu – obr.4.4). Podobně tomu je i v případě původního reologického modelu (obr.4.5), výrazně se ale liší amplitudy rychlosti deformace – zejména v mělkých částech desky. V našem reologickém modelu je rychlost deformace o několik řádů nižší.

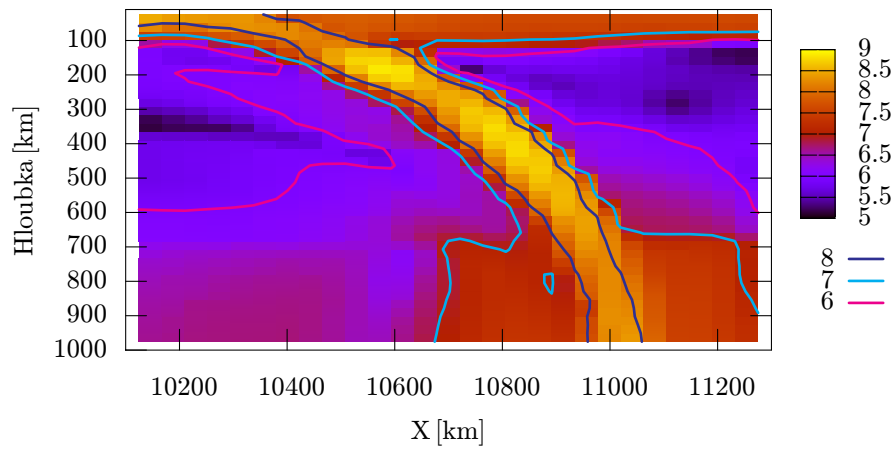
Pro tři hloubky (73 km, 415 km a 512 km) jsme dále vykreslili průběh rychlosti deformace jednotlivých mechanismů. Výsledky jsou na obrázcích 4.6–4.8.

V mělkých partiích (hloubka 73 km, obr.4.6) zřetelně dominuje difuzní creep – i ten ovšem dává velmi nízkou rychlost deformace, řádově 10^{-30} s^{-1} (odhady $\dot{\epsilon}$ v plášti jsou řádu 10^{-15} s^{-1}). V přechodové oblasti (obr.4.7 a 4.8) jsou amplitudy rychlosti deformace v desce mnohem vyšší, jednotlivé mechanismy ale dávají uvnitř desky velmi blízké rychlosti deformace – dominance tedy není příliš výrazná.

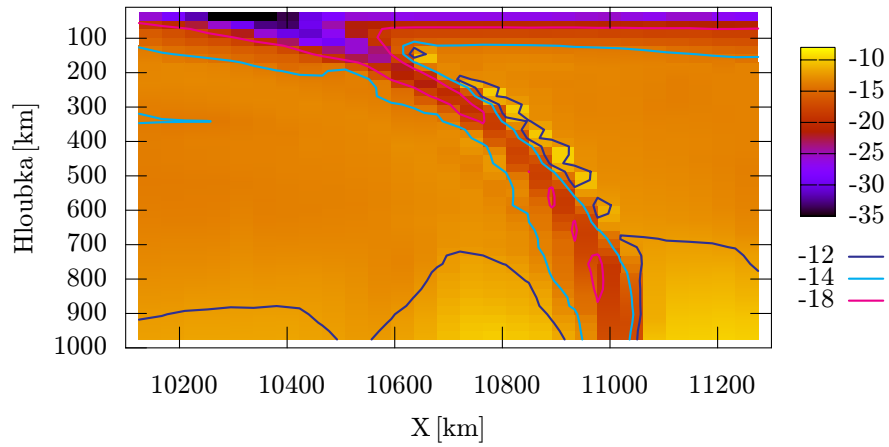
Na závěr jsme vykreslili mapy viskozit ($\eta_i = \sigma/\dot{\epsilon}_i$, kde i je difuzní, dislokační a Peierlsův creep). Výsledky jsou na obrázcích 4.9 a 4.10. Viskozita v našem reologickém modelu (obr.4.10) je vyšší než v původním modelu s limitorem napětí (obr.4.9) a to zejména v mělkých partiích desky.



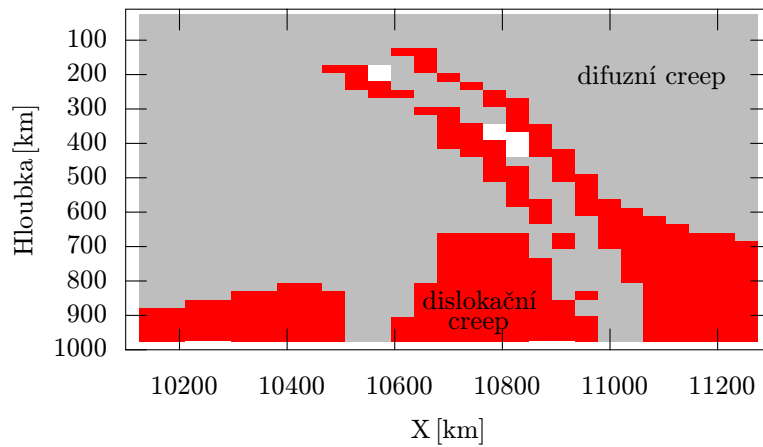
Obrázek 4.1: Rozložení teploty v oblasti okolo subdukující se desky. Teplota je uvedena v kelvinech.



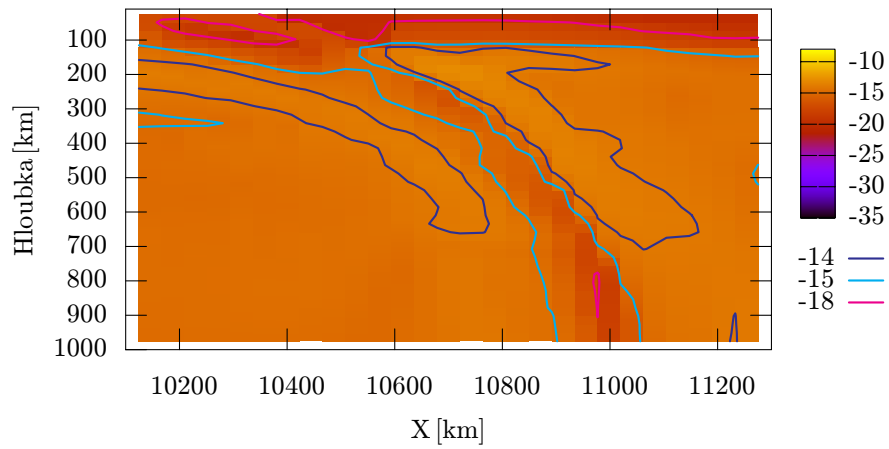
Obrázek 4.2: Rozložení napětí v oblasti okolo subdukující se desky. Napětí (v Pascalech) je vynášeno v logaritmické škále.



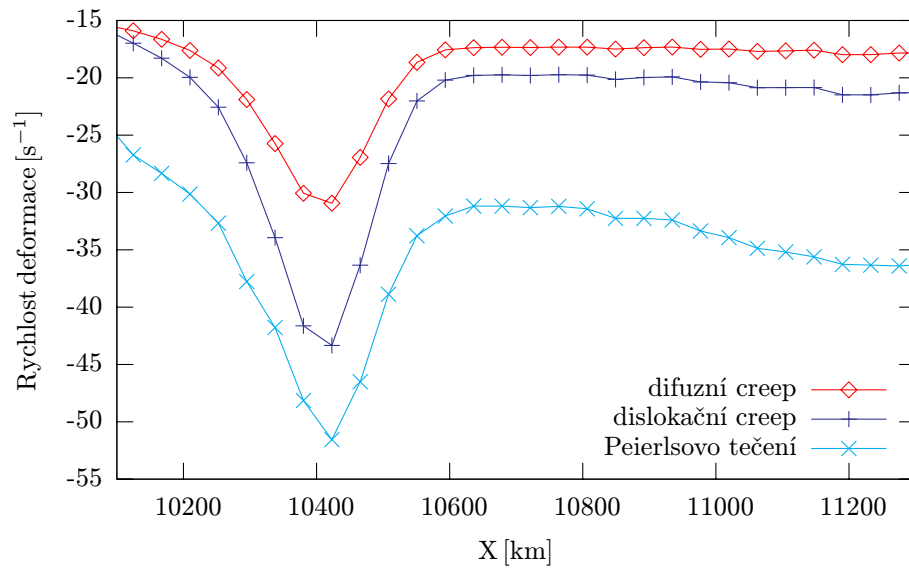
Obrázek 4.3: Rychlost deformace $\dot{\epsilon}_V$ (dekadický logaritmus) pro oblast pláště se sestupující deskou. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí homologické teploty.



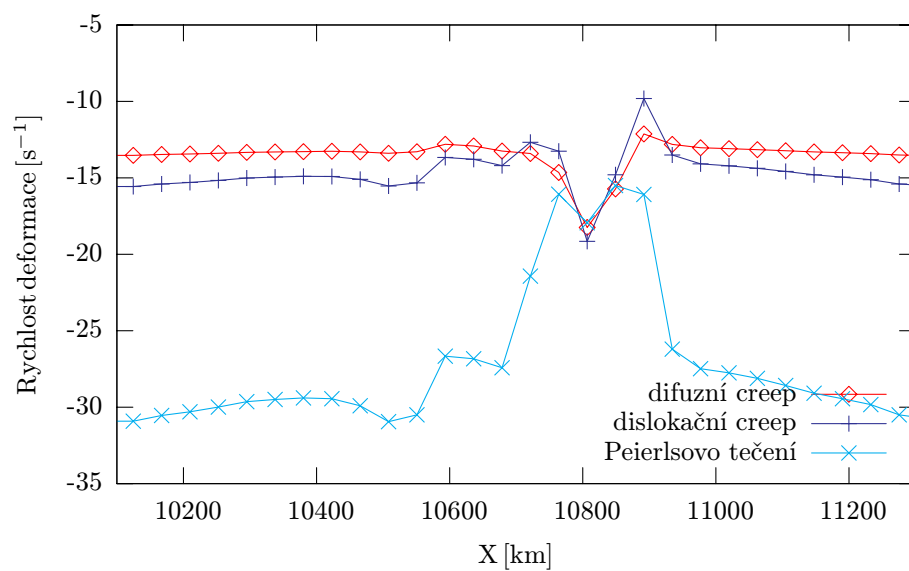
Obrázek 4.4: Dominantní mechanismus v okolí subdukující se desky. Červená oblast označuje dominantní dislokační creep, šedá difuzní creep a bílá Peierlsovo tečení. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí homologické teploty.



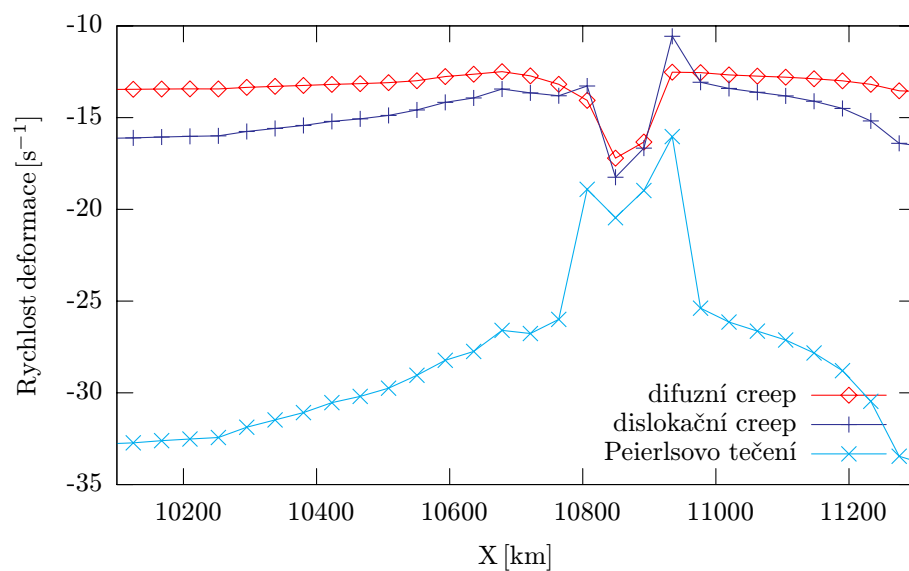
Obrázek 4.5: Rychlost deformace $\dot{\epsilon}_M$ (dekadický logaritmus) v oblasti okolo subdukující se desky získaný v původním modelu.



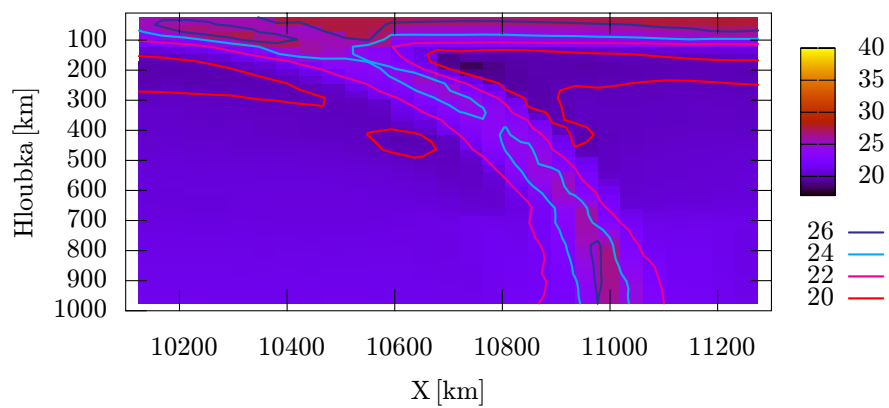
Obrázek 4.6: Rychlost deformace jednotlivých mechanismů pro hloubku $h = 73$ km.



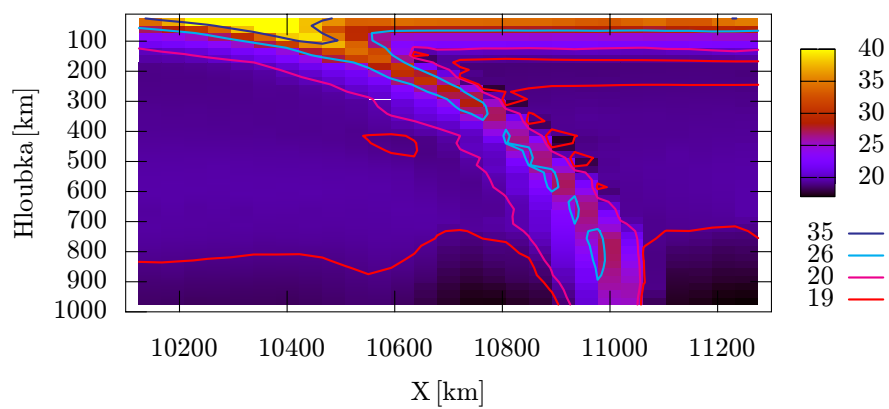
Obrázek 4.7: Rychlost deformace jednotlivých mechanismů pro hloubku $h = 415$ km.



Obrázek 4.8: Rychlost deformace jednotlivých mechanismů pro hloubku $h = 512$ km.



Obrázek 4.9: Viskozita (dekadický logaritmus) v okolí subdukující desky v původním modelu (tedy v modelu s limitorem napětí a jinými aktivačními parametry než používáme zde).



Obrázek 4.10: Viskozita (dekadický logaritmus) v okolí subdukující se desky. Pro výpočet byla použita parametrizace pomocí homologické teploty.

Kapitola 5

Závěr

Z deformačních map jsme zjistili, že čím větší je hloubka, tím je pro danou teplotu a napětí menší rychlost deformace. S rostoucí hloubkou se navíc zmenšuje oblast s převládajícím dislokačním creepem.

Důležitý vliv na rychlost deformace má i velikost zrna. Se snižující se velikostí zrna se pro danou teplotu a napětí rychlost deformace zvyšuje a zmenšuje se oblast dominance dislokačního creepu. Oblast aktivity difuzního creepu se naopak zvětšuje. Tento efekt může hrát důležitou roli v jádře sudukující desky v přechodové zóně, kde pravděpodobně velikost zrna výrazně klesá v důsledku fázové přeměny v hloubce 410 km.

Při tvorbě reologického modelu je třeba vzít v úvahu velké nejistoty určení parametrů. Prozatím známe pouze intervaly, ve kterých se pohybují a již jejich malá změna může hrát důležitou roli.

Parametrizaci deformačních zákonů lze vyjádřit jednak pomocí aktivačních parametrů nebo pomocí homologické teploty. Deformační mapy konstruované pro tyto dvě parametrizace se ovšem v některých oblastech pláště výrazně liší (aktivační parametry a parametry popisu pomocí homologické teploty nejsou zřejmě vzájemně konzistentní). Při aplikaci našeho reologického modelu subdukující desky dáváme přednost popisu pomocí homologické teploty, protože obsahuje explicitní závislost na tlaku.

Aplikací našeho reologického popisu na teplotní a napěťové rozložení odpovídající subdukované desce jsme získali mapu rychlostí deformace v subdukující desce a jejím okolí. Rychlost deformace je největší na okrajích desky a jako dominující mechanismus se zde uplatňuje dislokační creep. Oblast Peierlsova mechanismu se uplatňuje pouze v malé oblasti uvnitř desky.

Cílem další práce by mělo být zahrnout do reologického popisu fázový přechod a redukci velikosti zrna a použít tento komplexní reologický popis v dynamickém modelování subdukce litosféry.

Literatura

- [1] Riedel M., Karato S.: *Grain-size evolution in subducted oceanic lithosphere associated with the olivine-spinel transformation and its effects on rheology*, Earth and Planetary Science Letters, 148 (1997) 27–43.
- [2] van den Berg P., van Keken E., Yuen D.: *The effects of a composite non-Newtonian and Newtonian rheology on mantle convection*, Geophysical Journal International, 115 (1993) 62–78.
- [3] Karato S., Wu P.: *Rheology of the Upper Mantle: A Synthesis*, Science, 260 (1993) 771–778.
- [4] Karato S., Riedel M., Yuen D.: *Rheological structure and deformation of subducted slabs in the mantle transition zone: implication for mantle circulation and deep earthquakes*, Physics of the Earth and Planetary Interiors, 127 (2001) 83–108.
- [5] 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.
- [6] Kameyama M., Yuen D., Karato S.: *Thermal-mechanical effects of low-temperature plasticity (the Peierls mechanism) on the deformation of a visco-elastic shear zones*, Earth and Planetary Science Letters, 168 (1999) 159–179.
- [7] Čížková H., van den Berg A., van Hunen J., 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, 6201 (2002) 1–11.