

Dynamika Země

Ctirad Matyska, Jiří Zahradník a Ladislav Hanyk, Praha

Od milionů let ke vteřinám a pak zase zpátky

Skutečnost, že spolu se svými čtenáři můžeme uvažovat o tajemstvích Země, je mimo jiné důsledkem toho, že naše planeta je dynamické těleso, jehož vnitřní vývoj a interakce s okolím vytvořily a po milióny let udržují podmínky vhodné pro existenci života. Fyzika Země je proto naukou o procesech, které se přímo dotýkají osudů jednotlivce i celého lidského rodu, čímž její výpověď přesahuje fyziku jako takovou, což je z metodologického hlediska podobné situaci, s kterou se setkáváme například v kosmologii. Z čistě fyzikálního hlediska lze základní kvalitativní princip vnitřní dynamiky Země charakterizovat jednoduše: Země je gigantický tepelný stroj, který se postupně zbavuje své přebytečné vnitřní energie. Tento proces se přitom děje velmi uměřeným způsobem, neboť celkové vnitřní tepelné ztráty Země odpovídají výkonu $4,4 \times 10^{13}$ W, tedy pouhému 44-tisícinásobku plánovaného výkonu atomového reaktoru temelínského typu. Povrchové podmínky jsou přitom velmi stabilní díky stabilitě Slunce, jež řídí energetickou bilanci atmosféry a vytváří i stabilitu pro život. Ve srovnání s výtokem vnitřní energie je totiž energie dopadající na Zemi ze Slunce ($1,7 \times 10^{17}$ W) o více než 3 řády větší. Samotná existence atmosféry, hydrosféry nebo kontinentů, na které je vázána i existence člověka, je však už přímým důsledkem vnitřních procesů v Zemi. Je paradoxní, že tyto vnitřní děje jsou přitom méně známé než procesy, které se uplatňují při vývoji Vesmíru jako celku. Základní příčinou je to, že přímé pozorování nitra Země je nám odepřeno, kdežto viditelný hvězdný svět nad našimi hlavami formuje představy lidstva odedávna.

Projevy vnitřních procesů Země jsou neobyčejně různorodé. Na jedné straně časové škály se setkáváme s procesy, jako jsou zemětřesení, které vznikají náhle; při fyzikálním popisu dějů v jejich ohniscích pracujeme na vteřinových škálách a podobně je tomu i s periodami následně vyzářených seismických vln. K jejich popisu vystačíme s elasticitou, i když neelastická složka je pochopitelně též přítomna, protože se seismické vlny postupně tlumí a jejich elastická energie se mění na teplo. Zejména při velkých zemětřeseních dochází díky interferencím vln i k tomu, že se celá Země rozechvěje stojatým vlněním a zazní tak její akord, podobně jako je tomu u zvonu, který je rozechvěn nárazem svého srdce. Nejhlubší tóny akordu Země však mají periodu o délce několika desítek minut, tedy mimo fyziologický rozsah našeho sluchu, nikoliv

Doc. RNDr. CTIRAD MATYSKA, DrSc. (1958), doc. RNDr. JIŘÍ ZAHRADNÍK, DrSc. (1947), RNDr. LADISLAV HANYK, PhD. (1967), katedra geofyziky MFF UK, V Holešovičkách 2, 180 00 Praha 8, e-mail: Ctirad.Matyska@mff.cuni.cz, Jiri.Zahradnik@mff.cuni.cz, Ladislav.Hanyk@mff.cuni.cz.

však mimo rozsah současných dlouhoperiodických seismometrů. Tomuto jevu jsme věnovali článek [1]; zde jen připomeňme, že šíření seismických vln a vlastní kmity Země umožňují získat velmi dobrý model popisující rozložení elastických parametrů a hustoty v Zemi. Z hlediska celkové energetické bilance však zemětřesení představují jen jakási drobná zaškobrtnutí, protože za jeden rok se při zemětřeseních uvolní necelých 10^{19} J elastické energie, což je ve srovnání s celkovým ročním tepelným tokem Země ($1,4 \times 10^{21}$ J) více než o 2 řády méně.

Obraťme nyní pozornost k jevům s delšími charakteristickými časy. Hlavní úlohu zde má síla dominující v měřítku vesmírných vzdáleností, tedy síla gravitační. Hledíme-li na Zemi jako na absolutně tuhé těleso, vyvolává její pohyb v soustavě s jinými tělesy slapové změny celkového gravitačního potenciálu v důsledku rozdílné vzdálenosti jednotlivých částí Země od toho či onoho okolního zdroje gravitace. Nejvýznamnější roli zde hrají Měsíc a Slunce, srovnáváno poměrem zhruba 2 : 1 amplitud slapového potenciálu. Necháme-li navíc Zemi rotovat, bude na jejím povrchu možné vnímat potenciálové slapové vlny. V důsledku složitých vzájemných drah Země, Měsíce a Slunce je těchto slapových vln mnoho, jejich klasifikace zahrnuje stovky komponent; dělit je lze podle hodnoty jejich period na přibližně půldenní, denní a dlouhoperiodické (14denní, 6měsíční, 19leté a mnoho jiných). Přidáme-li do vlnu vlastností Země elastickou reologii, bude se kromě geopotenciálových ploch deformovat i samotné těleso. Protože tato elastická odezva Země je přímo měřitelná, může být využita i jako další omezující podmínka na hloubkové rozložení hustoty a elastických reologických parametrů. A konečně, na Zemi v aproximaci viskoelastického tělesa budou relaxující výdutě rotací unášeny od spojnic hmotných středů Země a slapotvorného tělesa, gravitační síla v nich bude působit nesymetricky a v důsledku lze očekávat zbrzdění rotace Země. Současně se bude moment hybnosti rotačního pohybu přelévat do pohybu po oběžných drahách, čímž se bude zvětšovat vzdálenost těles. Tento efekt je dobře pozorovatelný v soustavě Země a Měsíce, který se v současnosti od Země vzdaluje rychlostí 3,7 cm za rok. Pozorované zpomalování rotace Země, které činí $5,4 \times 10^{-22}$ rad \cdot s $^{-2}$, pak odpovídá klesání rotační energie, jehož velikost ($3,2 \times 10^{12}$ W) dosahuje sedmi procent velikosti tepelných ztrát Země. Protože se však podstatná část slapové energie rozptýlí v oceánech, není patrně vnitřní energetická bilance Země slapy výrazně ovlivněna.

Další výraznou vnější silou, na niž Země reaguje, je její povrchová zátěž. Přestože je stabilita fyzikálních podmínek na zemském povrchu pozoruhodná, jistá variabilita se projevuje a jejím důsledkem je například střídání dob ledových a meziledových. Při ledových dobách dochází k postupnému přemísťování hmot z oceánů na kontinenty, neboť postupně narůstají kontinentální ledovce, což obvykle trvá několik desítek tisíc let. Na konci doby ledové pak poměrně náhle (během několika tisíc let nebo ještě rychleji) dojde k jejich tání. Na těchto časových škálách však Země nereaguje pouze elasticky. Kdyby tomu tak bylo, musela by se okamžitě po odtání ledovců dostat do rovnováhy. Tato relaxace je zároveň spojena s pohybem hmot a projevuje se tedy i ve změnách gravitačního pole. Současně se mění i moment setrvačnosti, což se projevuje v pohybech osy rotace Země a v neslapových změnách délky dne. Pozorování postglaciálního výzdvihu kontinentů jsou tedy zřetelnou ukázkou toho, že při dlouhodobé zátěži Země začíná téci a chová se jako kapalina s velmi vysokou

viskozitou. Ukazuje se, že k modelování těchto pohybů Země je vhodnou reologií Maxwellova viskoelasticita, z kurzů fyziky dobře známá svou jednorozměrnou reprezentací pomocí sériového spojení elastické pružiny a viskózního pístu. Model Země s Maxwellovou reologií reaguje na změnu povrchové zátěže okamžitě (elastická pružina), ale též dlouhodobě: při konstantní zátěži se budou povrchové i hlubší partie dále prohýbat (viskózní píst). Jejich průhyb pak zastaví v protisměru působící vztlaková síla, přičemž napětí v Zemi postupně relaxuje a celková deformace konverguje k jisté limitní hodnotě.

Protože máme alespoň rámcovou představu o velikosti ledovců přinejmenším během poslední doby ledové (obr. B.1 — viz barevnou přílohu), zhruba víme, k jak velikým změnám povrchové zátěže docházelo. Celková hmotnost ledovců během posledního ledového maxima před 20 tisíci lety dosahovala asi 10^{-6} celkové hmotnosti Země a ledem bylo pokryto 10 % zemského povrchu. Po rychlém odtání severoamerického ledovce Laurentidy a skandinávské Fennoscandie, provázeném stoupáním mořské hladiny přibližně o 100 metrů, jsou dnes ledem pokryta 3 % povrchu, především Antarktida a Grónsko. Pokud k modelu ledovců přidáme viskoelastický model Země, v němž už nevystupují pouze elastické parametry, ale též viskozita, můžeme vypočítat, jak Země reaguje na střídání dob ledových a meziledových. Soudobé modely časoprostorového rozložení ledovců a hloubkové profily viskozity vznikaly iteračně: z orientačních geologických informací o polohách hranic ledovců byl vyvozen hloubkový profil viskozity, který pro výchozí model ledovců dostatečně splňoval dostupná povrchová data, s tímto profilem viskozity byl dále vylepšen model ledovců tak, aby data byla splněna ještě lépe, a znovu totéž a znovu totéž... Popsaným způsobem byla odvozena střední viskozita zemského pláště o řádu 10^{21} Pa · s. Při popisu dějů rychlejších nebo naopak dějů extrémně pomalých se však mnohdy pracuje s viskozitami, které se navzájem liší i o několik řádů. V případě velmi pomalých tečení viskozita navíc závisí i na rychlosti deformace, čímž je vztah mezi budící silou a jí vyvolaným prouděním nelineární. Na rozdíl od dobře známých parametrů, jimiž jsou elastické vlastnosti a hustota (a tedy i gravitační zrychlení a hydrostatický tlak), je tedy viskozita Země veličinou poměrně nejasnou.

Od vteřin a minut se tak přes dny, roky a tisíce let postupně dostáváme k časovým škálám milionů let, které jsou vlastní změnám produkovaným oním tepelným strojem, o kterém jsme se zmínili na počátku. Dostáváme se tak k úvahám, co se vlastně v Zemi děje v geologickém měřítku. Protože Země při dlouhodobém namáhání teče, dochází v ní k něčemu podobnému, co dobře známe například při zahřívání polévky v hrnci na plotně. Aníž by byla polévka přivedena do varu, dochází k jejímu promíchávání, kdy kapalina zahřátá u dna hrnce se stává lehčí a stoupá vzhůru; naopak chladnější a těžší kapalina klesá od povrchu ke dnu. Tím se pochopitelně i značně zvyšuje efektivita přenosu tepla směrem vzhůru. K podobnému efektu, tzv. termální konvekci, dochází i v zemském plášti [2]. Výsledkem jsou pohyby velikosti několika centimetrů za rok. A právě s těmito pohyby souvisí veškerá tektonická aktivita pozorovaná na zemském povrchu, jako kumulace elastické deformační energie a její uvolňování při zemětřeseních, vulkanická činnost, horotvorná činnost nebo pohyb kontinentů. Protože toto proudění souvisí s přemísťováním hmot, projevuje se i v anomáliích gravitačního

pole Země. Výpočet gravitačního pole Země pro různé modely proudění je tak další možností, jak získat informaci o rozložení viskozity v zemském plášti — tomuto tématu byl věnován článek [3]. Vidíme tedy, že zemský plášť se při krátkodobých dějích chová jako pevné elastické těleso, při popisu geologických dějů s ním však pracujeme jako s vysokoviskózní kapalinou.

Náš přehled základních dynamických dějů v Zemi však není zdaleka úplný. Když jsme se v předchozím odstavci zmínili o termální konvekci, která probíhá v zemském plášti, čtenáře jistě napadlo, co se děje pod pláštěm, v zemském jádře, jehož povrch se nachází v hloubce 2890 km. Dochází i tam k termální konvekci? Dříve než se budeme věnovat odpovědi na tuto otázku, připomeňme, že zemské jádro je podle současných představ složeno převážně ze železa [4]. Protože je teplota tání železa podstatně nižší než teplota tání křemičitanů tvořících hlavní složku pláště, chová se vnější jádro jako kapalina na *celé* časové škále uvažovaných dějů. Pro šíření seismických vln to znamená, že se tam sice šíří vlny podélné, nemohou se tam však šířit vlny příčné, které jsou dobře známy ze zemského pláště. Pochopitelně lze očekávat, že při dlouhodobějších dějích tato kapalina mnohem lépe teče než materiál pláště. Geofyzikové se domnívají, že důkazem poměrně rychlé konvekce v jádře Země je existence značně silného magnetického pole [5], které fyzikálně neumíme vysvětlit jinak než jako důsledek proudění elektricky dobře vodivé kapaliny — viz též [6, 7]. Pokud by byl vnitřek jádra podstatně teplejší než jeho povrch, mohlo by opravdu jít jen o klasickou termální konvekci. Je zde však ještě jedna možnost. Zemské jádro totiž obsahuje vnitřní jádro neboli jadérko¹⁾, jehož povrch se nachází v hloubce 5150 km. Teplota tání železa roste se zvětšujícím se tlakem, tedy v Zemi s hloubkou, přičemž teplota jádra roste pomaleji. V hloubce 5150 km dosahuje skutečná teplota jádra právě teploty tání; blíže ke středu Země je tedy teplota jádra nižší než teplota tání, kdežto ve vnějším jádře je tomu naopak. Vnitřní jádro se proto při průchodu seismických vln chová jako elastické těleso. Vnější jádro však nemůže být z čistého železa (nebo ze železa s příměsí niklu, což by odpovídalo složení železných meteoritů), protože pak by jeho hustota musela být o něco větší, než odpovídá seismologickému modelu. Proto asi obsahuje i nějaké lehčí příměsi — možných kandidátů je celá řada, například křemík, kyslík, síra, draslík nebo dokonce i vodík. Je-li však vnitřní jádro z „čistého“ železa, při jeho krystalizaci se lehčí příměsi mohou uvolňovat a stoupat vzhůru, čímž generují tzv. kompozitní konvekci. Zdrojem energie proudění by pak byla, kromě latentního tepla tuhnutí, i potenciální gravitační energie, která by při takovém procesu neustále klesala. Řada geofyziků se domnívá, že právě kompozitní konvekce má v dynamice jádra hlavní roli, avšak detailnější popis dějů v jádře zůstává otevřenou otázkou.

Můžeme tedy shrnout, že Země je těleso složité, jeho chování je velmi různorodé a jeho popis závisí na časové škále, s níž pracujeme. Našemu pozorování jsou nejpřístupnější jevy, které souvisejí s nejrychlejšími a pro náš bezprostřední život patrně nejdramatičtějšími geodynamickými procesy — zemětřeseními. Současná seismologie je v situaci, že sice neví, kdy přesně v určité oblasti k zemětřesení dojde, je však čím dál tím lépe schopna popsat, co se při něm bude dít [9]. Tyto modely budoucích katastrof

¹⁾ O tom, jak byly objeveny jednotlivé vrstvy tvořící Zemi, pojednává [8].

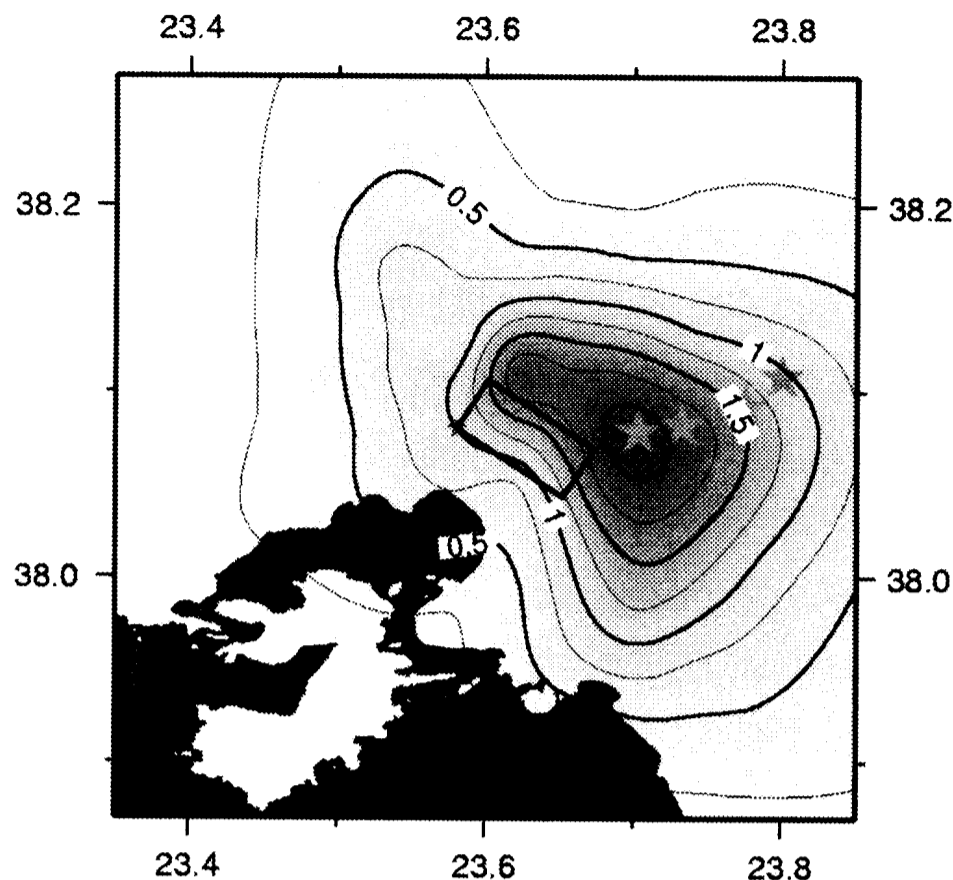
pak mohou velice napomoci v praktickém úsilí minimalizovat jejich následky. Je proto pochopitelné, že jejich studiu je věnována podstatná část geofyzikálního výzkumu. Ve druhé části našeho článku se proto budeme detailněji zabývat zemětřeseními.

Předpověď silných zemětřesných pohybů²⁾

Zemětřesení vznikají tam, kde se vzájemný pohyb tektonických bloků podél zlomů neuskutečňuje tak hladce, jak by odpovídalo dlouhodobým tektonickým procesům. Bloky se zaklíní a napětí roste. Překročí-li mez pevnosti, dojde na omezené části zlomu k vzájemnému rychlému posunutí sousedních částí bloků. Hovoříme o vzniku trhlin nebo též smykového skluzu. (Menší nesmykové složky vznikají na zlomu také, v následujících úvahách se jimi však nebudeme zabývat.) Při velkém zemětřesení je porušená část zlomu velká několik set čtverečních kilometrů a posunutí dosahuje hodnot několika metrů. Např. při zemětřesení o magnitudu 7,5 v Turecku (Izmit, 1999) byla porušená část zlomu skoro svislá a měla přibližně obdélníkový tvar s horizontálním rozměrem asi 60 km a vertikálním rozměrem asi 20 km, přičemž největší posunutí dosáhlo v některých místech zlomu až 7 m. Porušení vzniká v bodě (hypocentrum), z něho se pak trhlina šíří rychlostí blízkou rychlosti příčných vln (v zemské kůře přibližně 3 km/s). Při délce zlomu 60 km trvá tedy zlomový proces zhruba 20 sekund. Dorazí-li trhlina do určitého bodu zlomu, vytvoří se tam např. metrové posunutí zhruba během 1 sekundy (pozor, nezaměňovat s rychlostí šíření trhliny). Šíření trhliny na zlomové ploše a následný skluz způsobí vznik elastických vln, které se šíří celým zemským tělesem, takže takovéto zemětřesení zaznameneáme bez problému i na seismografu vzdáleném tisíce kilometrů. Tam je již pohyb slabý (posunutí řádu mikrometrů), trvá však velmi dlouho (déle než hodinu) v důsledku odrazů a interferenčních jevů v zemském nitru.

Zcela jiná je situace do vzdálenosti několika desítek kilometrů od ohniska, kde elastické vlny způsobí sice krátkodobé, zato však velmi silné kmity zemského povrchu, jejichž účinky jsou často ničivé. Pohyb půdy při velkých zemětřeseních má totiž zrychlení dosahující hodnoty zrychlení gravitačního, ale převážně v horizontální rovině. Většina staveb odolávajících snadno vertikálním kmitům je silnými horizontálními kmity zranitelná. Je-li navíc vlastní frekvence stavby blízká frekvenci seismických vln, ničivý efekt se zesiluje (rezonance). Prodlouží-li se trvání kmitů, případně zvýší-li se jejich amplituda v důsledku násobných odrazů vln v připovrchových sedimentárních útvarech, jsou ničivé účinky dále zesíleny. Můžeme říci, že o účincích zemětřesení rozhodují ve srovnatelné míře čtyři procesy: 1. zlomový (či jinak též ohniskový) proces, 2. proces šíření vln v zemské kůře mezi ohniskem a pozorovatelem, 3. vlnové procesy těsně pod povrchem, včetně interakce se základy staveb, a konečně 4. dynamická odezva staveb samotných. Všechny čtyři procesy se dají fyzikálně a matematicky popsat, takže můžeme provádět jejich numerické modelování. Podívejme se nyní podrobněji

²⁾ Tato část článku čerpá ze Strouhalovské přednášky přednesené jedním z autorů (J. Z.) na MFF UK v lednu 2002.



Obr. 2. Numerická simulace účinků zemětřesení v Aténách dne 7. 9. 1999, magnitudo 5,9 [11]. Na vodorovné a svislé ose je zeměpisná délka a šířka. Obdélník uprostřed obrázku znázorňuje projekci zlomu (přesněji hlavní asperity o velikosti $7,5 \times 6$ km) na zemský povrch. Malá hvězdička v levém dolním rohu zlomu označuje epicentrum. Hypocentrum je pod ním v hloubce 12 km. Trhlina se v daném modelu šíří z hypocentra po zlomu radiálně s konstantní rychlostí 2,8 km/s. Všude na zlomu se předpokládá stejný výsledný skluz 0,55 m. Seismický moment činí $7,8 \times 10^{17}$ Nm. Pokles napětí je 6,3 MPa. Izočáry zobrazují maximální hodnoty horizontálního zrychlení (m/s^2), dosažené v průběhu zemětřesení v Aténách v rámci přijatého modelu. Pohyb půdy do 1 Hz je počítán deterministicky, do 5,5 Hz je provedena stochastická extrapolace. Velké hvězdy znázorňují předměstí na severozápadním okraji Atén, v nichž zemětřesení způsobilo největší škody, kde zahynulo 143 lidí a kde pozorovaná intenzita zemětřesení dosáhla nejvyšších hodnot (9. stupeň dvanáctistupňové škály). Model je úspěšný, protože místa s největším vypočteným zrychlením pohybů půdy se shodují s místy největších pozorovaných účinků. Mimoto výsledek souhlasí i se silnými pohyby, přístrojově zaznamenanými ve větších vzdálenostech od zlomu, a taktéž s empirickými vztahy pro úbytek zrychlení se vzdáleností, odvozenými statisticky pro dřívější zemětřesení v Řecku. Simulace podobného typu napomáhají nejen k fyzikálnímu pochopení seismických účinků, ale také k předpovědi účinků zemětřesení budoucích. Náš speciální zájem o řecká zemětřesení je dán tím, že od r. 1997 provozuje v této neaktivnější evropské oblasti několik vlastních seismických stanic i Matematicko-fyzikální fakulta Univerzity Karlovy.

na problematiku prvního procesu a ptějme se, jsme-li schopni odhadnout silné pohyby vyvolané nějakým budoucím zemětřesením.

Předpokládejme nejprve, že umíme zlomový proces popsat pomocí časoprostorového rozložení skluzu na zlomové ploše a že známe elastické vlastnosti prostředí, v němž je umístěn zlom. V tom případě je úloha relativně jednoduchá. Zlom reprezentujeme pomocí dvojstranné plochy s nespojitým posunutím, které chápeme jako funkci místa na zlomu a času, a přenos vln od bodu na zlomu ke stanici, kde měříme pohyb půdy, popisuje Greenův tenzor, který závisí na poloze stanice a elastických vlastnostech pro-

středí mezi zlomem a stanicí. Tato situace odpovídá případu, kdy modelujeme nějaké konkrétní zemětřesení, dobře zaregistrované sítí stanic, pomocí nichž počítáme hlavní parametry ohniskového procesu (polohu, hloubku, velikost a prostorovou orientaci zlomu, rozložení skluzu na zlomu).

Jde-li nám o předpověď pohybů půdy *předpokládaného* zemětřesení, je vše mnohem obtížnější. Známe zpravidla pouze vzdálenost naší stanice (města, jaderné elektrárny atd.) od předpokládané ohniskové oblasti, a ptáme se, co by se stalo při zemětřesení určitého magnitudy. Magnitudo M je veličina úměrná logaritmu seismické energie uvolněné v ohnisku. Energie je úměrná součinu (průměrného) skluzu Δu , plochy zlomu S a statického poklesu napětí $\Delta\sigma$ na zlomu v průběhu zemětřesení. Považujme na chvíli pokles napětí $\Delta\sigma$ za konstantní (tj. stejný při všech zemětřeseních libovolné velikosti). Pak vidíme, že magnitudo je úměrné logaritmu součinu skluzu a plochy zlomu a tento součin je úměrný seismickému momentu $M_0 = \mu\Delta u S$, kde μ je modul torze materiálu obklopujícího zlom. V těchto úvahách ho považujeme za známou konstantu, tedy za předpokladu konstantního poklesu napětí $M \sim \log M_0$. Tento a podobné další symbolické zápisy úměrnosti je třeba chápat takto: $M = a \log M_0 + b$, kde hodnotu konstant a, b známe, ale pro jednoduchost je nevypisujeme. Dynamická teorie trhlin i seismická pozorování ukazují, že $\Delta u \sim \Delta\sigma L$, kde L je charakteristický rozměr (délka) zlomu. Uvážíme-li navíc, že $S \sim L^2$, je celkem $M_0 \sim \Delta\sigma L^3$. Při konstantním (a známém) poklesu napětí je tedy $M_0 \sim L^3$. Dospěli jsme k velmi důležitému dílčímu poznatku. Ze zadaného magnitudy umíme při znalosti $\Delta\sigma$ odhadnout nejen moment M_0 , ale také lineární rozměr zdroje L . Cesta k odhadu doby trvání T zlomového procesu je pak již snadná: $T = L/V$, kde V je rychlost šíření trhliny.

Až dosud jsme se o poklesu napětí bavili jako o formální konstantě, nyní však vidíme, že této veličině musíme věnovat velkou pozornost. Optimisté věří, že pokles napětí je dán typem tektonické oblasti a uvnitř ní se již od jednoho zemětřesení k druhému příliš nemění. Problém odhadu pohybu půdy se dále liší podle toho, jak přesně potřebujeme vystihnout vliv konečné velikosti zdroje. Pokud chceme úlohu ponechat co nejjednodušší (a výpočetně co nejrychlejší), přeskočíme detailní specifikaci šíření trhliny na zlomu a píšeme rovnou elastickou odezvu prostředí pro bodový zdroj. Podstatné je, že nikoli skluz samotný, nýbrž jeho rychlost ovlivňuje amplitudu vyzářených vln. Potřebujeme tedy nějaký rozumný odhad časového průběhu \dot{M}_0 , kde tečka značí časovou derivaci. Jak udělat takový odhad? Z pozorování víme, že na frekvencích $f > f_c$, kde $f_c = 1/T$ je tzv. rohová frekvence, je spektrum vyzářených vln (konkrétně spektrum elastického posunutí) přímo úměrné f^{-2} . Tomu vyhoví časová funkce s nespojitou první derivací. Nejjednodušším popisem zdroje je tedy např. trojúhelníková nebo lichoběžníková funkce \dot{M}_0 . Ať je jakákoli, musíme s její amplitudou a dobou trvání pracovat opatrně. Projevuje se zde totiž Dopplerův jev. Leží-li např. naše stanice ve směru šíření trhliny, vnímáme dobu trvání zlomového procesu zdánlivě kratší, než je ve skutečnosti ($< T$) a amplituda posunutí roste. Pro stanice proti směru šíření trhliny je vše naopak. Obecněji, ale pro jednoduchost jen pro velmi úzký „úsečkový“ zlom, pro stanici ležící ve směru svírajícím se směrem šíření trhliny úhel θ lze psát zdánlivou rohovou frekvenci jako $f_c^z = (V/L)/(1 - (V/\beta) \cos \theta)$, kde β je rychlost příčných vln. Vidíme, že směrový efekt daný úhlem θ je velmi silný.

Při často se vyskytující poměru $V/\beta = 0,8$ se pro $\theta = 0$ a π liší hodnoty f_c^z téměř o řád.

Amplitudové spektrum vyzářených vln (posunutí), splňující výše uvedené vlastnosti, lze odhadnout funkcí $\sim (1/R)M_0/(1 + (f/f_c^z)^2)$, kde převrácená hodnota hypocentrální vzdálenosti R představuje přibližné vyjádření Greenovy funkce. Nyní přejdeme od posunutí ke zrychlení, protože to je veličina úzce související se silovým (ničivým) účinkem seismických vln. Přejít znamená vynásobit spektrum posunutí faktorem f^2 . Jestliže spektrum posunutí se pro vysoké frekvence chová jako f^{-2} , je spektrum zrychlení za zdánlivou rohovou frekvencí (ve smyslu obálky) ploché, konstantní. V limitě $f \rightarrow \infty$ je amplitudové spektrum zrychlení $\sim (1/R)M_0f_c^z$. Jak již víme, platí $M_0 \sim \Delta\sigma L^3$ a $f_c^z \sim (1/L)F(\cos\theta)$, kde jsme výše uvedený směrový efekt (závislost na θ) vyjádřili pomocí funkce F . Celkem je tedy vysokofrekvenční obálka spektra zrychlení $\sim (1/R)\Delta\sigma L F^2(\cos\theta)$. Mění-li se $F(\cos\theta)$ při změně θ o řád, mění se pak amplitudové spektrum o dva řády. Tak silný efekt se ve skutečnosti nepozoruje, což naznačuje, že naše vyjádření směrovosti je příliš zjednodušené. Výsledek však jasně ukazuje, že kromě vzdálenosti od zdroje bude velikost zrychlení pohybu půdy vždy silně záviset na poloze stanice vůči směru šíření trhliny, poklesu napětí a velikosti zlomové plochy.

Dobrá odhad očekávaného zrychlení pohybu půdy pro zadané magnitudo je tedy velmi obtížný. Realističtější simulace vyžadují, abychom se podrobněji věnovali časoprostorovému vývoji zlomového procesu. Předem neznáme místo, z něhož se trhlina po zlomu šíří. Protože vlnové pole je na této volbě silně závislé, musíme souběžně uvažovat vždy několik „scénářů“ (trhlina šířící se po zlomu ze středu, zdola nahoru, shora dolů atd.). Dále je nejjednodušší předpokládat, že ať trhlina dorazí na zlomové ploše kamkoli, všude bude mít lokální skluz stejný časový průběh, tj. stejnou dobu trvání a stejnou výslednou hodnotu (deterministický homogenní model skluzu). Tento model již dává výsledky lepší než ty, které jsme uvedli v souvislosti s diskutovanou směrovostí $F(\cos\theta)$, ale moderní simulační metody očekávaných jevů umožňují ještě realističtější pojetí: rozložení skluzu na zlomové ploše se předepíše jako nehomogenní a stochastické.

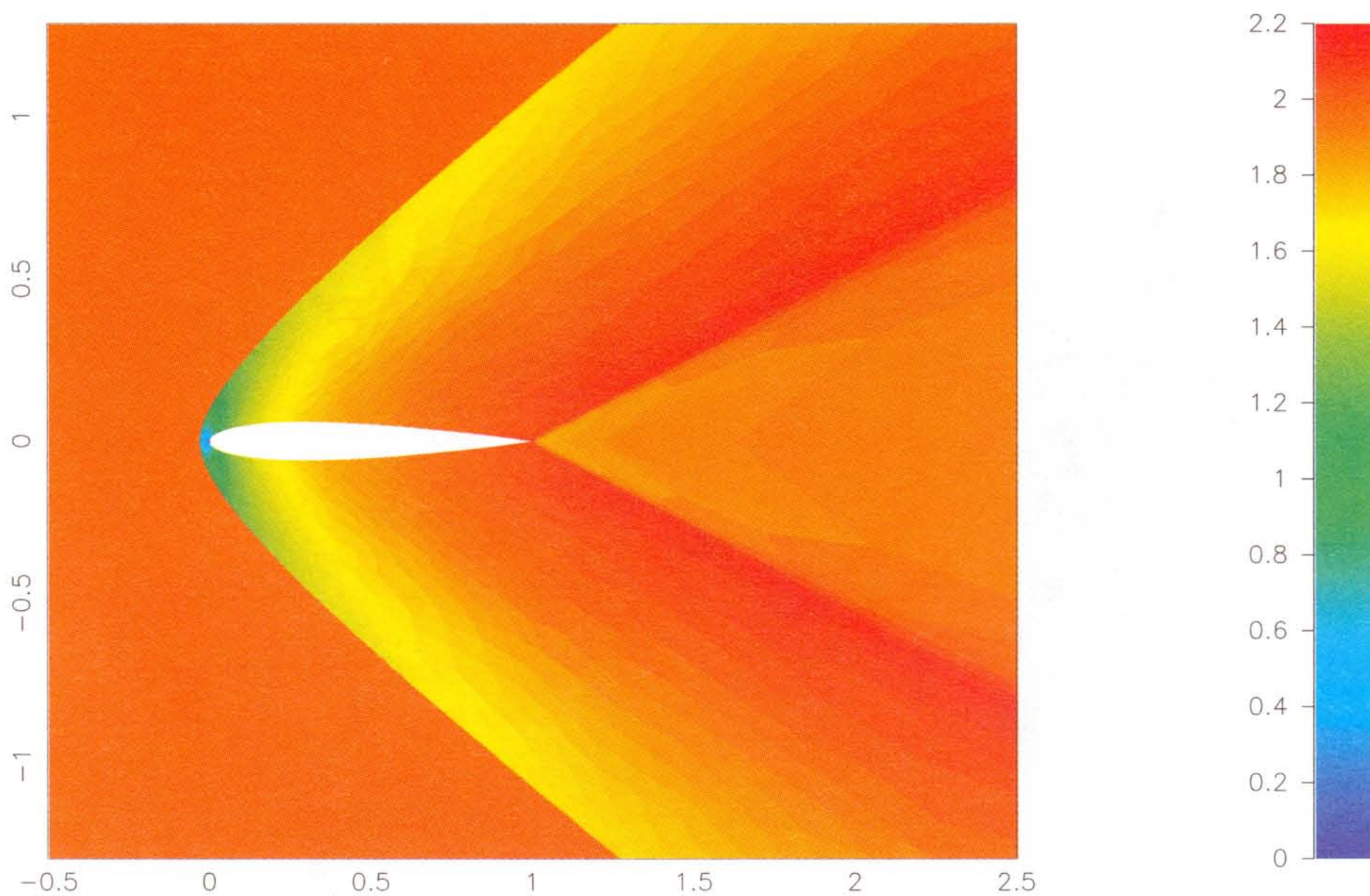
O tom, jak je nehomogenita zlomu důležitá pro odhad silných zemětřesných pohybů, nás může přesvědčit následující jednoduchý příklad. Předpokládejme zemětřesení na čtvercovém zlomu o straně L , které má homogenní skluz a seismický moment M_0 . Formálně počítaný statický pokles napětí $\Delta\sigma$ je (až na multiplikativní konstantu) roven M_0/L^3 . Podle již uvedených vzorců odhadneme spektrum zrychlení jako $\sim \Delta\sigma L$. Nyní předpokládejme zemětřesení o stejném M_0 a L , ale s nehomogenním skluzem, takovým, že čtvrtina zlomu (asperita) má skluz dvojnásobný proti průměrné hodnotě přes celý zlom. Empirické studie skluzu ukazují, že takový model nehomogenního skluzu může být docela běžný. Snadno spočteme, že asperitě odpovídá moment $M_a = M_0/2$ a pokles napětí $\Delta\sigma_a = (M_0/2)/(L/2)^3 = 4\Delta\sigma$. Chápeme-li nyní asperitu jako samostatný zdroj (zbytek zlomu zanedbáme), dostaneme odhad vysokofrekvenční úrovně amplitudového spektra zrychlení $\sim \Delta\sigma_a(L/2) = 2\Delta\sigma L$. Samotná asperita tedy způsobí dvojnásobné zrychlení, než jaké bychom očekávali na základě hodnot M_0 a L bez uvážení nehomogenního rozložení skluzu. Co to znamená pro predikce ničivých

účinků zemětřesení? Především vidíme, že pro odhad maximálního zrychlení nám moment a celková délka zlomu nestačí. Nejdůležitější je vědět, jak velká může být při daném momentu nějaká asperita a jak velký může být kontrast skluzu mezi ní a jejím okolím. Tuto informaci nám poskytnou jedině zobecněné empirické studie skluzu skutečných zemětřesení. Pro konkrétní predikci je dále důležité, kolik asperit může být a kde se nacházejí. Zčásti je to pochopitelně dáno předpokládanou velikostí a prostorovou orientací celého zlomu, ale plně deterministicky to předem stanovit nelze, takže se používá stochastická simulace. Celosvětový výzkum v tomto směru je velmi bouřlivý, protože simulační studie se nyní již běžně vyžadují při odhadu seismického ohrožení významných staveb.

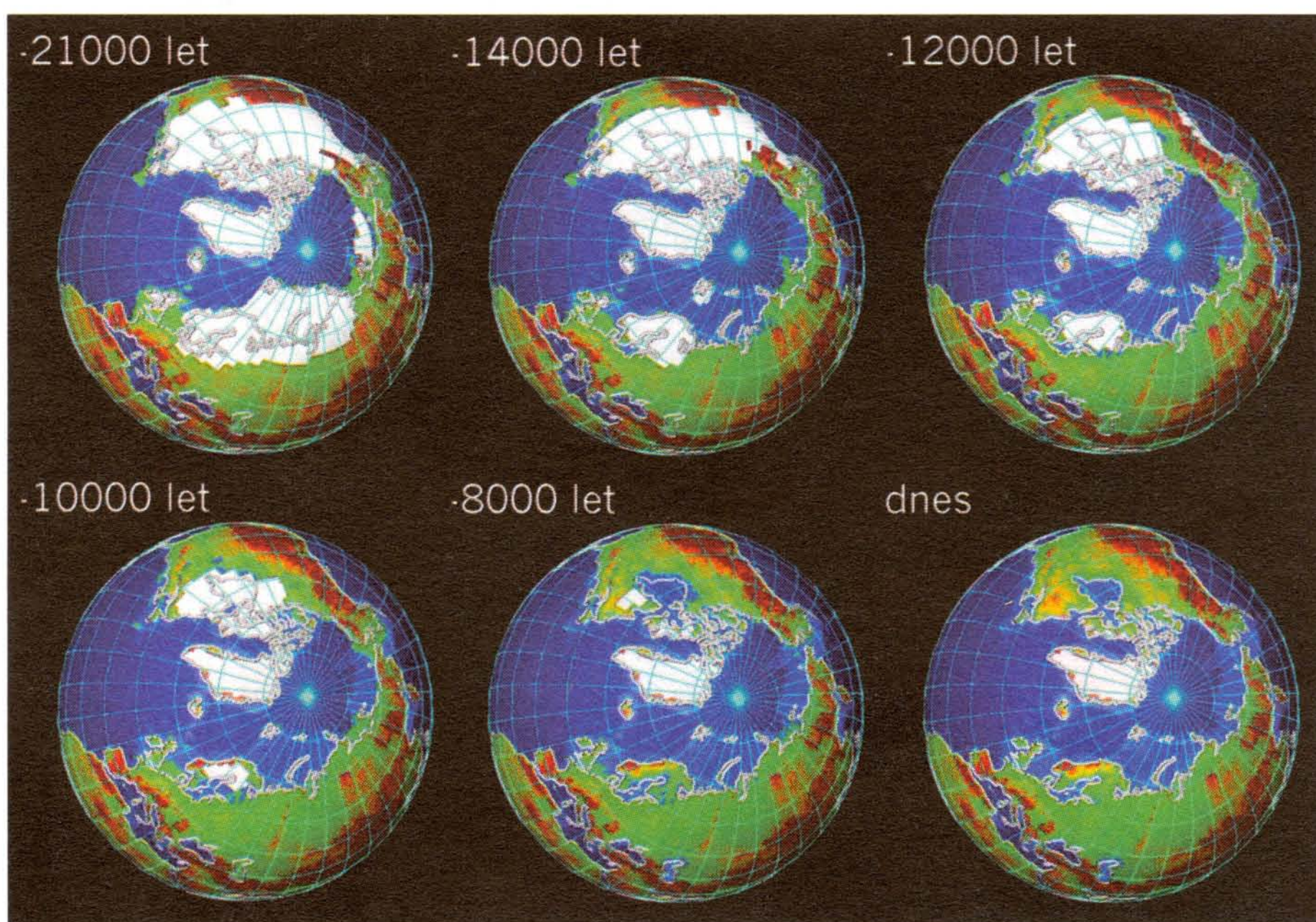
Poděkování. Autoři děkují za cenné připomínky M. KŘÍŽKOVÍ a F. GALLOVIČOVÍ, kterému jsou též zavázáni za technickou pomoc.

L i t e r a t u r a

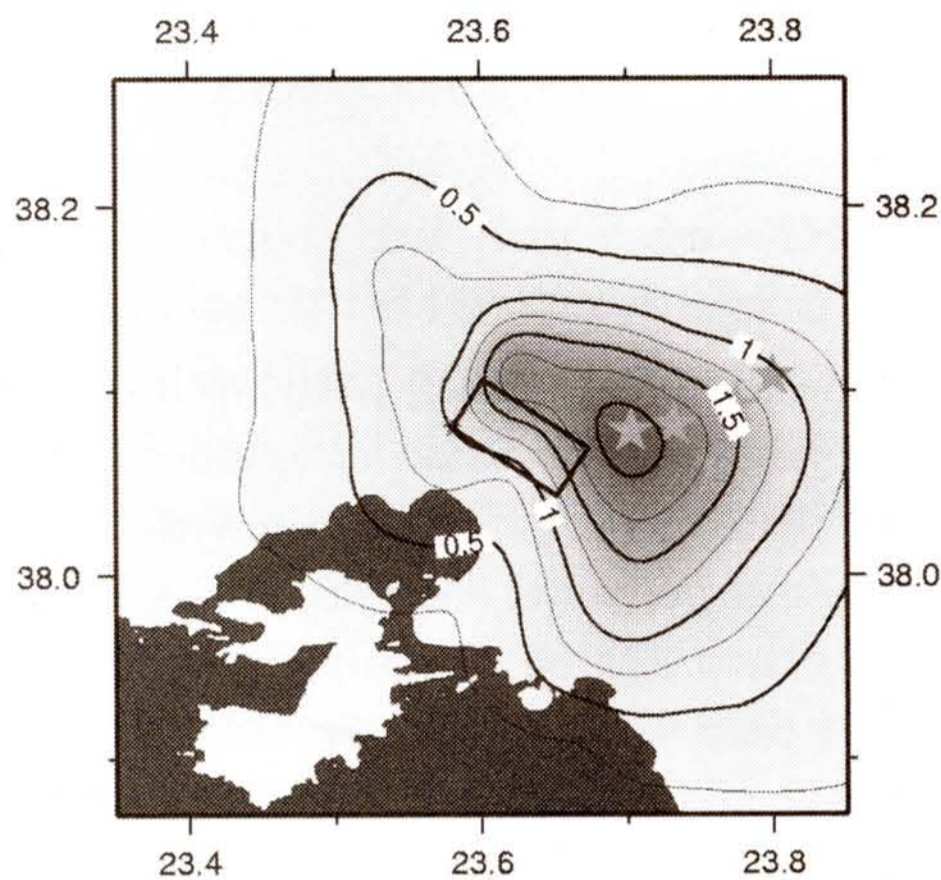
- [1] HANYK, L., MARTINEC, Z., MATYSKA, C.: *Akordy z hlubin Země*. PMFA 40 (1995), 208–218.
- [2] MATYSKA, C.: *Dynamika pláště Země*. Vesmír 77 (1998), 85–88.
- [3] ČADEK, O.: *Země jako tepelný stroj*. PMFA 42 (1997), 283–292.
- [4] MATYSKA, C.: *Má Země opravdu železné jádro?* Vesmír 81 (2002), 9–10.
- [5] JANÁČKOVÁ, A.: *Země je veliký magnet*. PMFA 40 (1995), 192–198.
- [6] LADBURY, R.: *Geodynamo směřuje ke stabilnímu magnetickému poli*. PMFA 41 (1996), 262–265.
- [7] JANÁČKOVÁ, A., MATYSKA, C.: *Komentář k článku R. Ladburyho*. PMFA 41 (1996), 266–268.
- [8] MATYSKA, C.: *Prosvěcování Země*. Vesmír 75 (1996), 245–246.
- [9] ZAHRADNÍK, J., JANSKÝ, M.: *Zemětřesení — nepřítel i přítel*. PMFA 40 (1995), 173 až 181.
- [10] PELTIER, W. R.: *Ice Age Paleotopography*. Science 265 (1994), 195–201.
Model “ICE-4G” viz <http://www.usgs.gov>.
- [11] TSELENTIS, G.-A., ZAHRADNÍK, J.: *The Athens Earthquake of September 7, 1999*. Bull. Seism. Soc. Am. 90 (2000), 1143–1160.



Obr. A.1 (ke str. 217). Rozložení Machova čísla kolem leteckého profilu.



Obr. B.1 (ke str. 223). Tání ledovců na severní polokouli od maxima poslední doby ledové po současnost podle modelu ICE-4G [10]. S ústupem ledovců dochází ke stoupaní mořské hladiny a zalévání severu „velké Evropy“ a pevninského „mostu“ spojujícího Asii s Amerikou. V posledních 8000 letech není už tání tak dramatické, a lze proto pozorovat jev opačný: ústup pobřežních linií kanadského Hudsonova zálivu a severního Baltu v důsledku opožděného viskoelastického výzdvihu dříve zatížených oblastí.



Obr. 2. Numerická simulace účinků zemětřesení v Aténách dne 7. 9. 1999, magnitudo 5,9 [11]. Na vodorovné a svislé ose je zeměpisná délka a šířka. Obdélník uprostřed obrázku znázorňuje projekci zlomu (přesněji hlavní asperity o velikosti $7,5 \times 6$ km) na zemský povrch. Malá hvězdička v levém dolním rohu zlomu označuje epicentrum. Hypocentrum je pod ním v hloubce 12 km. Trhlina se v daném modelu šíří z hypocentra po zlomu radiálně s konstantní rychlostí 2,8 km/s. Všude na zlomu se předpokládá stejný výsledný skluz 0,55 m. Seismický moment činí $7,8 \times 10^{17}$ Nm. Pokles napětí je 6,3 MPa. Izočáry zobrazují maximální hodnoty horizontálního zrychlení (m/s^2), dosažené v průběhu zemětřesení v Aténách v rámci přijatého modelu. Pohyb půdy do 1 Hz je počítán deterministicky, do 5,5 Hz je provedena stochastická extrapolace. Velké hvězdy znázorňují předměstí na severozápadním okraji Atén, v nichž zemětřesení způsobilo největší škody, kde zahynulo 143 lidí a kde pozorovaná intenzita zemětřesení dosáhla nejvyšších hodnot (9. stupeň dvanáctistupňové škály). Model je úspěšný, protože místa s největším vypočteným zrychlením pohybů půdy se shodují s místy největších pozorovaných účinků. Mimoto výsledek souhlasí i se silnými pohyby, přístrojově zaznamenanými ve větších vzdálenostech od zlomu, a taktéž s empirickými vztahy pro úbytek zrychlení se vzdáleností, odvozenými statisticky pro dřívější zemětřesení v Řecku. Simulace podobného typu napomáhají nejen k fyzikálnímu pochopení seismických účinků, ale také k předpovědi účinků zemětřesení budoucích. Náš speciální zájem o řecká zemětřesení je dán tím, že od r. 1997 provozuje v této nejaktivnější evropské oblasti několik vlastních seismických stanic i Matematicko-fyzikální fakulta Univerzity Karlovy.

na problematiku prvního procesu a ptějme se, jsme-li schopni odhadnout silné pohyby vyvolané nějakým budoucím zemětřesením.

Předpokládejme nejprve, že umíme zlomový proces popsat pomocí časoprostorového rozložení skluzu na zlomové ploše a že známe elastické vlastnosti prostředí, v němž je umístěn zlom. V tom případě je úloha relativně jednoduchá. Zlom reprezentujeme pomocí dvojstranné plochy s nespojitým posunutím, které chápeme jako funkci místa na zlomu a času, a přenos vln od bodu na zlomu ke stanici, kde měříme pohyb půdy, popisuje Greenův tenzor, který závisí na poloze stanice a elastických vlastnostech pro-