

朱涛. 2011. 横向黏度变化的全地幔对流应力场初步研究. 地震学报, 33(5): 582-594.
Zhu Tao. 2011. A preliminary study on whole mantle convection stress in consideration of lateral viscosity variation. *Acta Seismologica Sinica*, 33(5): 582-594.

横向黏度变化的全地幔对流 应力场初步研究^{*}

朱 涛^{*}

(中国北京 100081 中国地震局地球物理研究所)

摘要 将地幔地震波速度异常转换为地幔横向黏度变化(达到3个数量级), 在球坐标系下计算了瑞雷数为 10^6 、上边界为刚性、下边界为应力自由等温边界条件下的岩石层底部的地幔对流极型和环型应力场。结果表明, 地幔对流极型应力场与地表大尺度构造具有良好的对应关系: 俯冲带和碰撞带的应力呈现挤压状态, 而洋中脊处的应力则呈现拉张状态。地幔对流环型应力场表明南北半球的旋转方向相反: 北半球为右旋, 南半球为左旋; 总体上北半球岩石层底部的环型应力较大, 而南半球的较小, 特别是在低纬度(环赤道)附近区域。这些结果可能表明了地幔对流是导致岩石层大尺度应力场分布及状态的一个重要因素。

关键词 地幔对流 应力场 横向黏度变化 地震波速度

doi:10.3969/j.issn.0253-3782.2011.05.003 中图分类号: P315.72⁺⁷ 文献标识码: A

A preliminary study on whole mantle convection stress in consideration of lateral viscosity variation

Zhu Tao^{*}

(Institute of Geophysics, China Earthquake Administration, Beijing 100081, China)

Abstract: Converting the seismic wave velocity anomalies into lateral viscosity variation (up to 3 orders) in the mantle, we obtained the poloidal and toroidal convection stress field at the bottom of lithosphere in spherical coordinates. In the computation, Rayleigh number is taken to be 10^6 , and the top and bottom boundary are set to be rigid and free-slip isothermal, respectively. The result suggests that the poloidal convection stress field has a good correspondence with surface large-scale tectonics: The stress at subduction and collision zones is in compression state, and the stress at oceanic ridges takes on extension state. The toroidal convection stress field shows opposite rotation in southern and northern hemisphere: the northern one rotates clockwise while the southern one rotates counterclockwise. On the whole, the stress values in northern hemi-

* 基金项目 国家自然基金(40704017)、国家重点基础研究发展计划(973计划)(2008CB42570401)和国家地壳探测工程(SinoProbe-02)共同资助。中国地震局地球物理研究所论著 11AC1015。

收稿日期 2010-07-09 收到初稿, 2011-03-03 决定采用修改稿。

† 通讯作者 e-mail: zxl_tao@yahoo.com.cn 网络出版时间: 2011-07-20 14:28
网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2021.P.20110720.1428.003.html>

sphere are larger than those in southern one, especially in the low-latitude zone around the equator. These results indicate that mantle convection is a possible important factor to affect the distribution and state of large-scale stress field in the lithosphere.

Key words: mantle convection; stress field; lateral viscosity variation; seismic wave velocity

引言

岩石圈应力状态研究是地球科学的一个重要分支。其对于探讨大地震的发生、大尺度构造变形、板块运动状态及热流分布均有重要意义。为此，在20世纪80年代，开展了世界应力图编制计划(Zoback, 1992)。该图的完成对认识全球岩石圈应力场的总体和分区特征以及岩石圈中力的作用情况具有十分重要的帮助。我国一些研究者在构造应力分区，区域构造应力场，构造应力场与强震活动的关系，岩石层应力场和应变场的动力学模型，以及构造应力场成因研究等方面(邓起东等, 1979；许忠淮等, 1983, 1989；汪素云等, 1987；梅世蓉, 梁北援, 1989；张东宁, 高龙生, 1989；张东宁, 曾融生, 1995；张东宁, 许忠淮, 1997, 1999；崔效锋, 谢富仁, 1999；谢富仁等, 2003, 2004)开展了大量的工作。产生岩石圈应力场的力源大体上可以分为两类(谢富仁等, 2003)：第一类是大尺度应力力源，主要包括岩石圈底部剪应力、俯冲带板条牵引力、洋脊推力和海沟引力；第二类是局部构造力源，主要包括地面荷载力、均衡补偿力和岩石圈弯曲力。其中，大范围、大尺度的岩石圈应力场特征与地幔对流运动的关系密切。Runcorn(1964, 1967)首次推导出了大地水准面异常和地幔对流的相关方程，并给出了计算由地幔对流产生的作用于岩石层底部的切向应力场公式，计算了低阶球谐2-11阶对应的全球应力场。在此基础上，Liu(1980a)计算出了12-25阶球谐对应的全球应力场。黄培华和傅容珊(1982)以及Fu(1986)计算了2-30阶球谐函数对应的全球及亚洲地区应力场。Liu(1980b, 1981, 1985)利用地幔对流应力场分别讨论了板块间火山活动以及中亚及青藏高原变形的深部动力学机制。楼海等(2000)和熊熊等(2003)计算获得了天山地区以及青藏高原及邻区的地幔对流应力场，并探讨了区域构造运动的深部动力学机制。这一系列工作不仅提供了由地幔对流产生的作用于岩石层底部的应力场模式，而且还为讨论板块驱动机制提供了深部动力学背景。然而，这些应力场都是直接利用地球重力扰动位而计算得到的，并没有真正在先获得地幔对流场，尔后由地幔对流场计算出岩石层底部的应力场分布。

傅容珊(1990)首次从与地球大地水准面异常相关联的地幔热对流模型(Fu, 1986)出发，获得了地幔对流的速度位，然后计算了地幔对流产生的作用于岩石层底部的应力场。为了解决板内小尺度的构造及动力学问题，傅容珊等(1994a, b)建立了区域均衡重力异常和上地幔小尺度对流的相关方程，直接利用重力异常研究上地幔小尺度对流的形态和岩石层底部的对流拖曳力场，并成功用于研究华北(Fu *et al.*, 1996)及青藏高原造山带(傅容珊等, 1998)的动力学问题。不过，傅容珊等(1994a, b)没有考虑岩石层的弹性响应，因此王景赞等(2000)建立了顾及岩石层与地幔耦合的地幔对流模型，推导出了该情况下的区域重力异常和上地幔小尺度对流的相关方程，并依此计算和研究了天山地区上地幔小尺度对流场和岩石层底部拖曳力场格局。随后，Steinberger等(2001)将波速异常转换为密度异

常, 计算获得了全球地幔对流应力场. 王建和叶正仁(2005)利用 stb00d 地幔密度模型, 并将板块速度模型 NUVEL-1 作为边界条件, 计算获得了全球地幔对流应力场并探讨了其与地表构造的关系. 熊熊等(2010)计算了蒙古—贝加尔地区的地幔对流场及对流应力场, 探讨了它们与地表构造的相关性. 在这些研究中, 均假定地幔黏度仅随径向(深度)变化, 而没有考虑地幔黏度的横向变化.

实验和理论(Weertman, 1970; Karato, Wu, 1993)研究表明, 地幔黏度强烈依赖于温度和压力. 一般情况下, 地幔温度同时存在径向变化和横向变化, 致使地幔黏度结构同时包含了两部分: 剧烈的径向黏度变化(Hager, 1984; Mitrovica, Peltier, 1995)和强烈的横向黏度变化(Ranalli, 2001). 因此, 考虑了地幔黏度的横向变化的地幔对流模型, 更接近真实地球地幔的情况. 况且地幔横向黏度变化不仅会对对流状态和格局、相变动力学、地球内部热结构和板块动力学产生巨大的影响(Christensen, Harder, 1991; Sunder-Plaßmann, Christensen, 2000; Zhong *et al.*, 2000; Tackley, 1993, 1996; Čadek, Fleitout, 2006; Wang, Wu, 2006; Yoshida, Nakakuki, 2009), 而且即使在均匀边界下, 也能够自然地获得环型场分量. 这样不仅可获得由地幔对流极型场和环型场共同产生的岩石层底部应力场(总体应力场), 还可获得由地幔对流环型场产生的岩石层底部应力场, 为认识和理解地表构造运动和形成的深部动力学过程和原因提供更好的帮助.

本文将利用朱涛和王兰炜(2010)建立的横向黏度变化的对流模型, 将地幔地震波速度结构转换为地幔横向黏度变化来约束模型. 首先计算出地幔对流的速度场, 然后计算出全球地幔对流的总体应力场和地幔对流环型场产生的岩石层底部应力场, 依此研究全球地幔对流应力场与地表构造运动的关系及其深部动力学状态及原因, 深化认识.

1 物理模型和数学公式

考虑内径为 R_1 , 外径为 R_2 的充满了不可压缩的牛顿流体的同心球层, 纯粹从球层底部加热, 采用 Boussinesq 近似, 并取流体的普朗特数无限大($Pr = \nu/\kappa$, ν 为运动学黏度, κ 为热扩散系数. 地球地幔的普朗特数约 10^{24} (傅容珊, 黄建华, 2006)), 球层中流体的黏度为流体平均黏度 η_0 加上横向黏度变化 $\tilde{\eta}$, 则在球坐标系(r, θ, φ)中控制变黏度流体运动的无量纲方程组见朱涛等(2010)中的式(1). 将速度场 \mathbf{u} 分解为极型场标量场 Φ 和环型场标量场 ψ (Buckus, 1958), 对动量方程(朱涛等(2010)文中的式(1b))两边分别施加算子($\mathbf{r} \cdot \nabla \times$)和($\Lambda \cdot \nabla \times$), 可得到关于环型场 ψ 和极型场 Φ 表达式(朱涛, 王兰炜(2010)中的式(1)).

$$\nabla^4 \Lambda^2 \Phi = \frac{1}{1 + \tilde{\eta}} \left[-\frac{Ra \Lambda^2 \tilde{T}}{r} - \frac{1}{\sin\theta} \left(\frac{\partial B_\theta}{\partial \varphi} - \cos\theta B_\varphi \right) + \frac{\partial B_\varphi}{\partial \theta} \right] \quad (1a)$$

$$\nabla^2 \Lambda^2 \psi = \frac{1}{1 + \tilde{\eta}} \left[-\frac{1}{\sin\theta} \left(\frac{\partial A_\theta}{\partial \varphi} - \cos\theta A_\varphi \right) + \frac{\partial A_\varphi}{\partial \theta} \right] \quad (1b)$$

其中

$$\Lambda^2 = \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \quad (1c)$$

$$\begin{bmatrix} A_r \\ A_\theta \\ A_\varphi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \bar{\eta}_{\dot{\epsilon}_{rr}}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\eta}_{\dot{\epsilon}_{\theta\theta}}}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \bar{\eta}_{\dot{\epsilon}_{\varphi\varphi}}}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial \bar{\eta}_{\dot{\epsilon}_{rr}}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\eta}_{\dot{\epsilon}_{\theta\theta}}}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \bar{\eta}_{\dot{\epsilon}_{\varphi\varphi}}}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial \bar{\eta}_{\dot{\epsilon}_{rr}}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\eta}_{\dot{\epsilon}_{\theta\theta}}}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \bar{\eta}_{\dot{\epsilon}_{\varphi\varphi}}}{\partial \varphi} \end{bmatrix} \quad (1d)$$

$$\begin{bmatrix} B_r \\ B_\theta \\ B_\varphi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{r \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta A_\varphi) - \frac{\partial A_\theta}{\partial \varphi} \right] \\ \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial (r A_\varphi)}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial (r A_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \end{bmatrix} \quad (1e)$$

式中, $\dot{\epsilon}_{ij}$ 为应变率, \tilde{T} 为扰动温度, Ra 为瑞雷数. 式(1)和热传输方程(朱涛等(2010)文中的式(1c))共同组成了求解横向黏度变化下地幔对流模型的基本方程组. 当横向黏度变化 $\bar{\eta}$ 很小时, 求解时可忽略式(1a)中因横向黏度变化(右端第二项)而产生的极型场成分(朱涛, 冯锐, 2005). 在本文中, 横向黏度变化 $\bar{\eta}$ 的变化会达到 3 个量级, 因此在求解极型场时不能忽略式(1a)右端第二项, 在求解过程中需进行交叉迭代式(1a)与式(1b).

对于下边界, 由于存在于核幔边界底部的外核黏度比地幔黏度低得多, 所以可以作为应力自由边界来处理; 而对于上边界, 文中把岩石圈板块作为静止的不发生弹性形变的边界, 即刚性边界来处理. 其数学表述为

$$\begin{cases} \Phi = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} = 0 & \tilde{T} = 0 & \frac{\psi}{r} - \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0 & (r = r_1) \\ \Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0 & \tilde{T} = 0 & \psi = 0 & (r = r_2) \end{cases} \quad (2)$$

式中, r_1 和 r_2 分别为球层内径 R_1 、外径 R_2 的无量纲值.

2 横向黏度变化形式

本文利用了与朱涛和王兰炜(2010)相同的方法来获得地幔横向黏度变化, 无量纲横向黏度变化可利用下式计算:

$$\bar{\eta}(r, \theta, \varphi) = \exp[\omega \delta \rho(r, \theta, \varphi)] - 1 \quad (3)$$

其中, 密度异常 $\delta \rho$ 可通过式(4)由地震波速异常来获得. 然后通过式(3)可获得横向黏度变化 $\bar{\eta}$, 它具有三维分布形式.

假定地幔中地震波速异常对应的地幔横向不均匀结构是地幔热对流的结果, 则可以将地震波速异常通过下式转换为地幔密度异常(傅容珊等, 2002):

$$\frac{d \ln \rho}{d \ln v_s} = 0.4 \quad \frac{d \ln v_p}{d \ln v_s} = 0.8 \quad (4)$$

式中, ρ 为地幔密度, v_s 和 v_p 分别为地震横波和纵波速度.

3 地幔对流应力场

本文的地幔对流应力场是指地幔对流产生的作用于岩石层底部的拖曳力场。在边界 $r = r_2$ 处，地幔对流产生的南向和东向切向应力(傅容珊, 黄建华, 2006)分别为

$$\sigma_\theta = \eta \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \quad \sigma_\varphi = \eta \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} \quad (5)$$

式中, u_θ 和 u_φ 分别为对流运动速度的南向和东向分量, 可由下式计算:

$$\begin{cases} u_\theta = -\left(\frac{1}{r} + \frac{\partial}{\partial r}\right) \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \\ u_\varphi = -\left(\frac{1}{r} + \frac{\partial}{\partial r}\right) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} - \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \end{cases} \quad (6)$$

由此, 可获得应力的大小 σ 和方向 α

$$\begin{cases} \sigma(\theta, \varphi) = (\sigma_\theta^2 + \sigma_\varphi^2)^{1/2} \\ \alpha(\theta, \varphi) = \tan^{-1}(-\sigma_\theta / \sigma_\varphi) \end{cases} \quad (7)$$

该应力大小和方向代表了地幔某个深度处的水平主应力大小和方向。

4 结果及分析

从式(5)和式(6)可以看出, 要获得岩石层底部的地幔对流应力场, 需首先获得地幔对流的速度场。本文利用球谐展开和 Galerkin 方法(朱涛, 王兰炜, 2010)来求解地幔对流的速度场, 然后根据式(7)获得岩石层底部的地幔对流应力场。

由于本文研究的是全球大尺度地幔对流应力场, 因此可取球谐展开的最大阶数为 6(对应于约 6 700 km 的波长或者具有约 6 700 km 的分辨率), 这完全可以探讨全球大尺度构造与应力场的关系。取 $R_1 = 3471$ km, $R_2 = 6271$ km, 它们分别对应于核幔边界和岩石圈底界面的位置。瑞雷数 $Ra = 10^6$ 。地球地幔的地震波速异常采用 SH12WM13 模型求得(Su et al., 1994)。沿经度、纬度和深度方向上采用 $144 \times 72 \times 56$ 的网格(相当于平面上 $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ 的网格, 深度上每层厚度为 50 km), 利用 PREM 地球模型(Dziewonski, Anderson, 1981)以及地震波速异常与密度之间的转换关系式(4)计算地幔密度异常, 然后利用式(3)获得地幔内部的横向黏度变化。一般情况下, 横向黏度变化的最大值出现在上地幔和下地幔中, 达到了 2—4 个量级, 而中地幔则为 1—2 个量级(Ranalli, 2001)。因此文中在将密度异常转换为横向黏度变化时, 通过调节常数 c , 将横向黏度的变化控制在 3 个量级内。

4.1 地幔对流极型速度场和极型应力场

地幔对流极型应力场是指由地幔对流极型速度场产生的岩石圈底部应力场, 其代表了岩石圈底部深度处的水平主压应力。虽然不同于岩石圈最大水平主压应力, 但从大尺度上可进行对比分析。本文获得的岩石圈底部地幔极型对流速度场和极型应力场(图 1)表明, 岩石圈底部的地幔对流极型速度场与极型应力场的大尺度分布形态比较一致: 在地幔对流运动的汇聚区, 应力呈挤压状态; 而在地幔对流运动的发散区, 应力则呈拉张状态。比如, 在大型俯冲带(如西太平洋俯冲带)和大陆碰撞带(如喜马拉雅-阿尔卑斯造山带)处地幔对

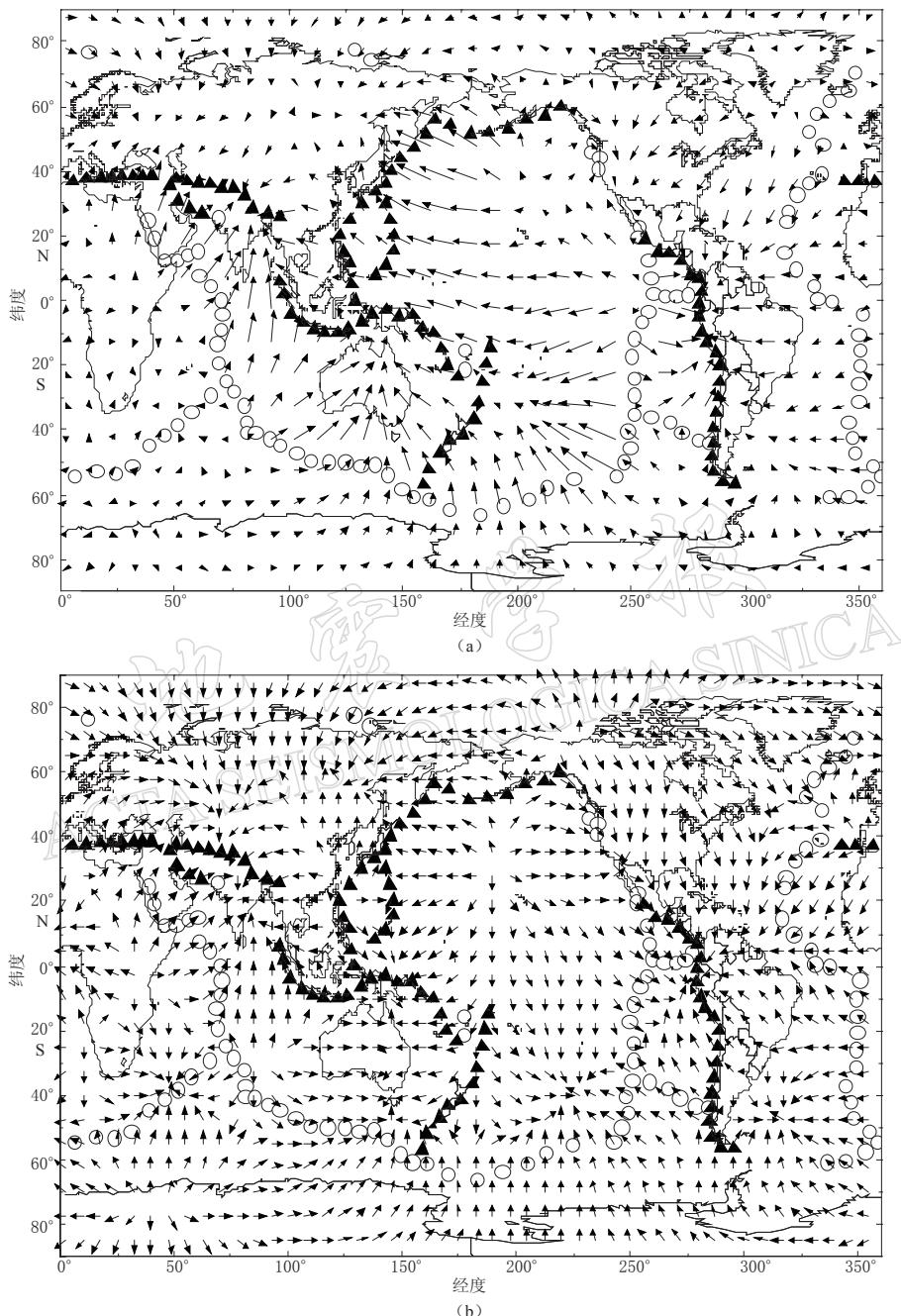


图 1 岩石圈底部地幔对流极型速度场(a)和极型应力场(b)与地表构造运动的关系
图(a)中最小速率 0.32 cm/a, 最大速率 18.58 cm/a; 图(b)中最大应力值为 0.66×10^7 N/m², 最小应力值为 0.43×10^5 N/m². 图中黑色三角形为汇聚带, 空心圆圈为发散带, 下图同

Fig. 1 Relation of poloidal convection velocity (a) and stress (b) field at bottom of lithosphere with surface tectonic motions

In Fig (a), minimum velocity 0.32 cm/a and maximum velocity 18.58 cm/a; In Fig (b), maximum stress 0.66×10^7 N/m² and minimum stress 0.43×10^5 N/m². Black triangles represent convergent zones, and circles denote divergent zones. The same below

流呈现汇聚运动(图 1a), 应力均呈现挤压特征(图 1b); 而洋脊地区, 如印度洋、东太平洋和大西洋洋中脊的对流运动呈现发散运动(图 1a), 应力总体上处于拉张状态(图 1b)。在非洲大陆岩石圈底部, 地幔对流应力处于拉张状态; 而南、北美洲、澳洲大陆下的岩石层底部的地幔对流应力总体上处于挤压状态。这与傅容珊和黄建华(2006)利用重力地幔对流模型获得的全球岩石层应力场分布非常一致, 并与实际观测到的岩石圈最大水平主压应力分布(图 2)(Bird, Li, 1996)以及 Steinberger 等(2001)、王建和叶正仁(2005)利用地幔大尺度密度横向非均匀性驱动的地幔对流获得的岩石圈底部最大水平主压应力场一致, 表明岩

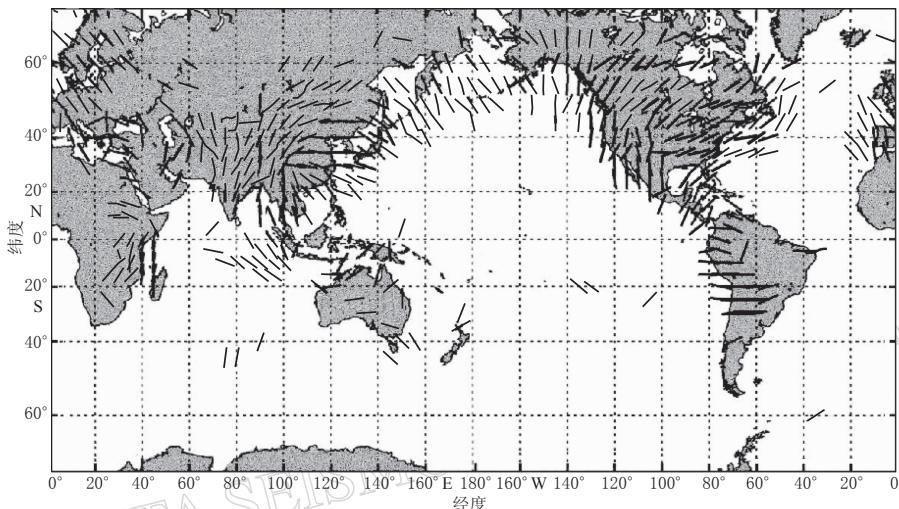


图 2 观测的全球岩石圈最大水平主压应力方向分布图(Bird, Li, 1996)

Fig. 2 Directions of observed maximum horizontal principle
stresses in the lithosphere (Bird, Li, 1996)

石圈底部的地幔对流速度场和应力场与地表大尺度构造运动具有密切的关系, 地幔对流对岩石层构造应力场具有重要的影响。在 Steinberger 等(2001), 王建和叶正仁(2005), 以及傅容珊和黄建华(2006)计算应力场中, 使用了黏度随径向变化的地幔对流模型, 而本文则采用了横向黏度变化的模型。他们获得应力场在大尺度上的一致表明了地幔对流应力场主要受径向黏度的控制, 而横向黏度变化(即使达到了 3 个数量级)则仅起到调节作用(Ratcliff *et al*, 1996; Stemmer *et al*, 2006)。不过, 本文结果揭示出太平洋应力拉张中心位于其北部以及南北美洲应力方向与水平方向存在明显偏离。这与实际观测(图 2)(Bird, Li, 1996); Steinberger 等(2001)以及王建和叶正仁(2005)揭示的太平洋区的应力拉张中心位于南部、南北美洲的最大水平主压应力方向接近水平有明显差异。

与利用 Gripp 和 Gordon(1990)的 HS2-NUVEL1 模型获得的地表板块运动速度场(图 3)对比分析后, 发现虽然板块运动的发散区——印度洋、东太平洋和大西洋洋中脊区的应力呈现拉张状态, 但并非像板块运动的速度场那样泾渭分明, 特别是在东太平洋洋脊区: 洋中脊两侧的速度方向相反, 速率具有明显差异。

图 1b 还揭示出, 在印度洋洋中脊西南部(南纬约 30°—55°, 经度约 0°—70°)、东太平洋中脊附近(南纬约 45°—50°, 经度约 200°—250°)应力表现为挤压状态。这与地表板块实际构造运动状态(图 2)有明显差异。这可能是本文的地幔对流模型非常简单——仅采用了

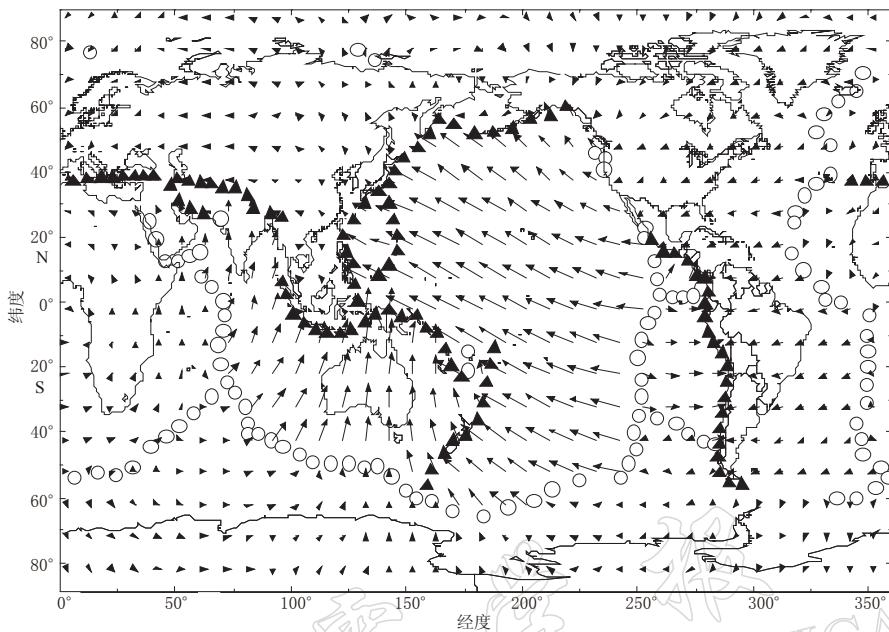


图 3 利用 Gripp 和 Gordon (1990) 的 HS2-NUVEL1 模型获得的地表板块运动速度图像

Fig. 3 Velocities of surface plate motions via HS2-NUVEL1 model proposed by Gripp and Gordon (1990)

地幔地震波速度结构来约束和简单的定解条件——齐次边界条件的缘故。

4.2 环型对流速度场和应力场

一些研究表明,对于牛顿流体,由横向黏度变化所激发的环型场速度大小仅占总速度场的几个百分点(Christensen, Harder, 1991; 朱涛, 冯锐, 2005),甚至在横向黏度变化达到3个量级的情况下,也最多占十几个百分点(朱涛等, 2010). 不过,在局部区域,在上升热柱的正上方或附近,环型场运动速度可以达到极型场速度的35%或更高(Zhang, Yuen, 1996; Balachandar *et al*, 1995),可能会对地表构造运动、大地水准面异常、重力异常和地形起伏产生重要影响(Richards, Hager, 1989; Koch, Ribe, 1989; Ribe, 1992; Zhang, Christensen, 1993; 叶正仁, 王建, 2003; Čadek, Fleitout, 2006),因此有必要研究地幔对流环型场所产生的岩石层底部应力场(地幔对流环型应力场).

图4a显示的环型对流速度场表明,环型场对流运动总体上在北半球处于右旋(顺时针)状态,在南半球处于左旋(逆时针)状态,这与 Forte 和 Peltier(1987)获得的现今板块运动的径向涡度(图5)分布非常一致. 图4b表明,岩石圈底部的环型对流应力场与速度场的大尺度特征非常相似:总体上北半球环型对流应力场处于右旋(顺时针)状态,南半球的环型对流应力场处于左旋(逆时针)状态. 另外,北半球的应力大小总体上大于南半球,特别是在(低纬度)环赤道附近.

5 讨论与结论

岩石层底部全球地幔对流应力场对于探讨地表大尺度构造的运动及成因、地震活动、火山活动等的深部动力学过程具有重要意义. 地幔对流应力场经历了利用地球重力扰动位

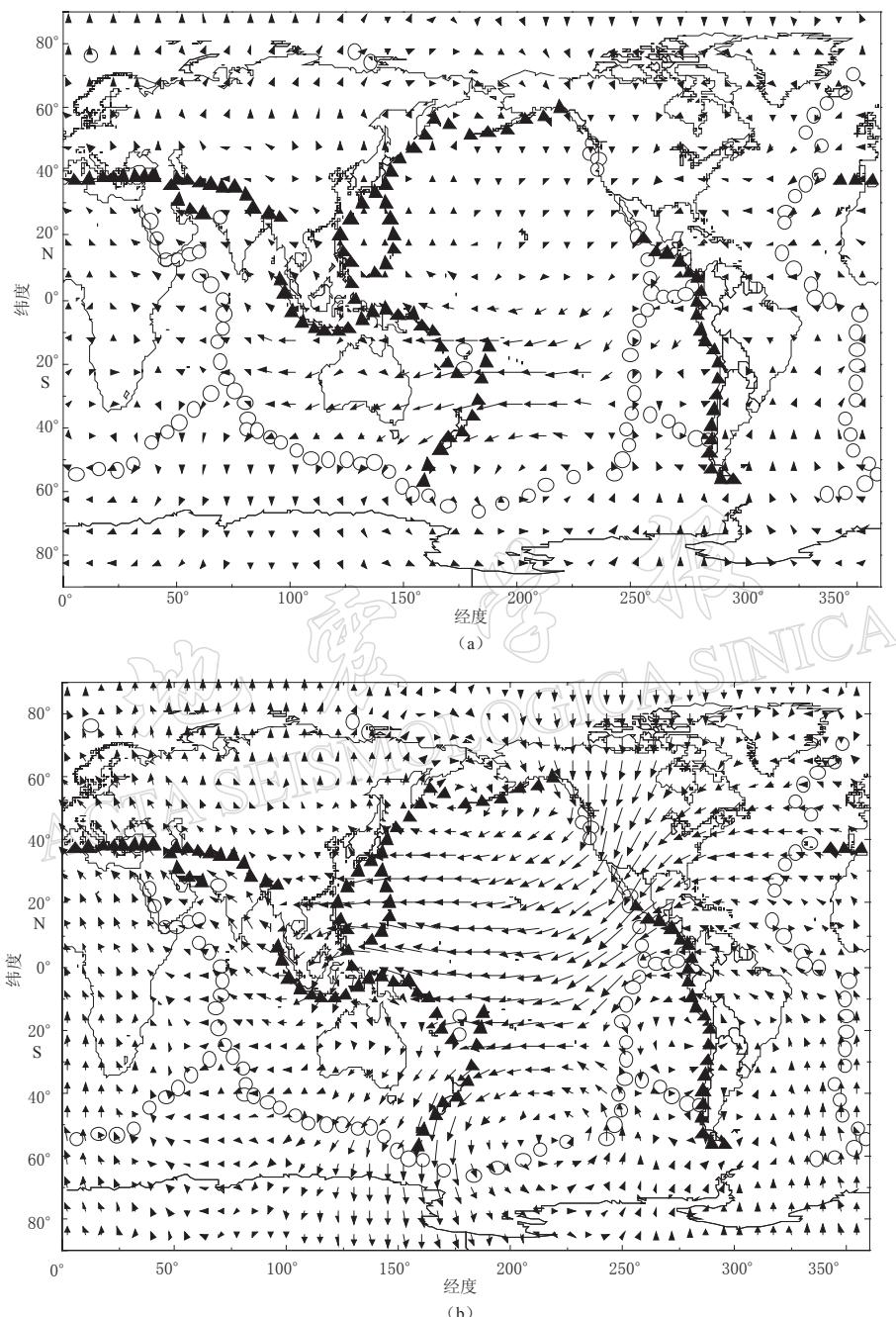


图 4 岩石圈底部地幔对流环型速度场(a)和应力场(b)与地表构造运动的关系

图(a)中最小速率 0.04 cm/a, 最大速率 2.76 cm/a; 图(b)中最大应力值为

$$5.11 \times 10^5 \text{ N/m}^2, \text{ 最小应力值为 } 0.21 \times 10^4 \text{ N/m}^2$$

Fig. 4 Relations between the toroidal convection velocity (a) and stress (b)

field at bottom of lithosphere and surface tectonic motions

In Fig (a), minimum velocity 0.04 cm/a and maximum velocity 2.76 cm/a;

In Fig (b), maximum stress $5.11 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ and minimum stress $0.21 \times 10^4 \text{ N/m}^2$

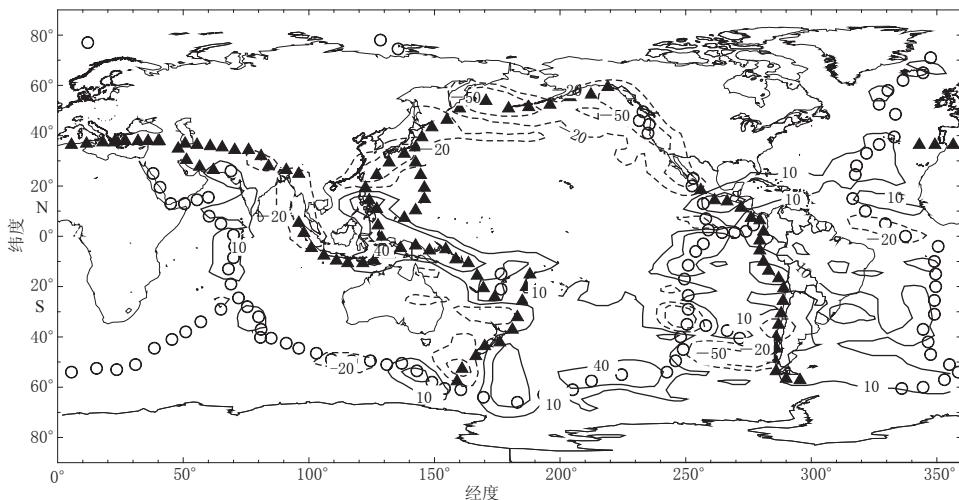


图 5 径向涡度等值线分布(Forte, Peltier, 1987)

粗虚线表示负的涡度等值线(即顺时针循环),粗实线表示正的涡度等值线,等值线间隔为
 $30 \times 10^{-9} \text{ rad/a}$,每条等值线值等于标度值 $\times 10^{-9} \text{ rad/a}$

Fig. 5 Contours of radial vorticity (Forte, Peltier, 1987)

Thick dash lines represent contours of negative radial vorticity (clockwise rotation), thick solid lines denote contours of positive radial vorticity (counterclockwise rotation). Isoline interval is $30 \times 10^{-9} \text{ rad/a}$, and the value of each contour is equal to its scale value multiplied by 10^{-9} rad/a

(Runcorn, 1964, 1967; Liu, 1980a, b, 1981, 1985; 黄培华, 傅容珊, 1982; Fu, 1986; 楼海等, 2000; 熊熊等, 2003)到利用地幔对流速度场(傅容珊, 1990; Steinberger *et al*, 2001; 王建, 叶正仁, 2005)来计算的历程. 本文则把地幔对流模型中考虑黏度仅随径向(深度)变化的情形,发展到考虑地幔横向黏度变化的地幔对流模型,依此不仅获得了地幔对流极型场产生的岩石层底部的应力场,还获得了地幔对流环型场产生的岩石层底部的应力场,这为深化认识全球大尺度构造的深部动力学状态提供了更好的帮助.

本文获得的地幔对流极型应力场揭示出,在大型俯冲带和碰撞带的应力表现为挤压状态,而在洋中脊和非洲大陆处的应力则表现出拉张状态. 这不仅与地表大尺度构造运动状态(图 3)相吻合,同时与实际观测(图 2)(Bird, Li, 1996)、Steinberger 等(2001)、王建和叶正仁(2005)以及傅容珊和黄建华(2006)的结果比较一致. 这不仅表明了地表大尺度构造运动与岩石层底部应力场关系密切,还可能意味着地幔对流是产生岩石层大尺度应力场并影响其分布和状态的一个重要因素.

本文获得的地幔对流环型应力场揭示出,地球南北半球整体上的旋转方向相反:北半球处于右旋(顺时针),南半球处于左旋(逆时针)状态;总体上北半球岩石层底部的应力较大,而南半球的较小,特别是在低纬度(环赤道)附近区域.

很显然,本文获得的地幔对流应力场在某些区域,如印度洋洋中脊西南部、东太平洋中脊附近、欧亚板块北部等与实际观测结果(图 2)存在明显差异,主要原因可能是本文的模型还相当简单. 仅仅用了地幔地震波速度结构来约束地幔对流模型,而没有考虑地表板块本身的运动速度、大地水准面异常、地表地形等其它地球物理观测场,也没有考虑地幔内部的地震间断面、相变动力学以及地幔柱等的影响. 同时地幔对流模型采用了非常简单

的齐次边界条件。因此，在今后的研究中，需引入更多的地球物理观测资料来约束模型，这样才能使地幔对流模型更加完善，接近真实情形，以获得更加合理的岩石层底部地幔对流应力场，为认识和理解地表构造的深部动力学过程提供更多、更好的帮助。

参 考 文 献

- 崔效锋, 谢富仁. 1999. 利用震源机制解资料对中国西南及邻区进行应力分区的初步研究[J]. 地震学报, 21(5): 513–522.
- 邓起东, 张裕明, 许桂林. 1979. 中国构造应力场特征及其与板块运动的关系[J]. 地震地质, 1(1): 11–22.
- 傅容珊. 1990. 岩石层底部切向应力场及地球大地水准面异常[J]. 中国科学技术大学学报, 20(2): 184–190.
- 傅容珊, 常筱华, 黄建华, 刘文忠. 1994a. 区域重力均衡异常和上地幔小尺度对流模型[J]. 地球物理学报, 37(增刊): 249–258.
- 傅容珊, 黄建华, 刘文忠, 常筱华. 1994b. 区域重力异常和上地幔小尺度对流相关方程及对流拖曳力场[J]. 地球物理学报, 37(5): 638–646.
- 傅容珊, 董树谦, 黄建华, 常筱华. 2002. 地震层析成像—地幔对流新模型的研究[J]. 地球物理学报, 45(增刊): 136–142.
- 傅容珊, 黄建华. 2006. 地球动力学[M]. 北京: 高等教育出版社: 170–171, 237.
- 傅容珊, 黄建华, 徐耀民, 常筱华. 1998. 青藏高原—天山地区岩石层构造运动的地幔动力学机制[J]. 地球物理学报, 41(5): 658–668.
- 黄培华, 傅容珊. 1982. 应用卫星重力研究全球岩石层下地幔对流应力场[J]. 中国科学技术大学学报, 12(2): 98–104.
- 楼海, 王椿镛, 王飞. 2000. 卫星重力资料揭示的新疆天山地区构造动力学状态[J]. 地震学报, 22(5): 482–490.
- 梅世蓉, 梁北援. 1989. 唐山地震孕育过程的数值模拟[J]. 中国地震, 5(3): 9–17.
- 汪素云, 许忠淮, 葛民. 1987. 黄海、东海及邻区的地震构造应力场[J]. 中国地震, 3(3): 18–25.
- 王建, 叶正仁. 2005. 地幔对流对全球岩石圈应力产生与分布的作用[J]. 地球物理学报, 48(3): 584–590.
- 王景赟, 黄建华, 傅容珊. 2000. 弹性岩石层、区域重力异常和上地幔小尺度对流[J]. 地壳形变与地震, 20(4): 1–9.
- 谢富仁, 崔效锋, 张景发, 窦淑芹, 赵建涛. 2003. 中国现代构造应力场基本特征及分区[M]//中国大陆地壳应力环境研究. 北京: 地质出版社: 39–48.
- 谢富仁, 崔效锋, 赵建涛, 陈群策, 李宏. 2004. 中国大陆及邻区现代构造应力场分区[J]. 地球物理学报, 47(4): 654–662.
- 熊熊, 单斌, 王继业, 郑勇. 2010. 蒙古—贝加尔地区上地幔小尺度对流及地球动力学意义[J]. 地球物理学报, 53(7): 1594–1604.
- 熊熊, 许厚泽, 滕吉文, 王继业. 2003. 青藏高原及邻区地幔对流应力场及地球动力学含义[J]. 武汉大学学报(信息科学版), 28(6): 692–696.
- 许忠淮, 汪素云, 黄雨蕊, 高阿甲. 1989. 由大量的地震资料推断的我国大陆构造应力场[J]. 地球物理学报, 32(6): 636–647.
- 许忠淮, 阎明, 赵仲和. 1983. 由多个小地震推断的华北地区构造应力场方向[J]. 地震学报, 5(3): 268–279.
- 叶正仁, 王建. 2003. 上地幔变黏度小尺度对流的数值模拟[J]. 地球物理学报, 45(1): 26–33.
- 张东宁, 高龙生. 1989. 东亚地区应力场的三维数值模拟[J]. 中国地震, 5(4): 24–33.
- 张东宁, 许忠淮. 1997. 西藏南部地堑构造成因的数值模拟[J]. 中国地震, 13(4): 349–357.
- 张东宁, 许忠淮. 1999. 中国大陆岩石层动力学数值模型的边界条件[J]. 地震学报, 21(2): 133–139.
- 张东宁, 曾融生. 1995. 冀中坳陷滑脱构造动力的数值模拟[J]. 地震学报, 17(4): 414–421.
- 朱涛, 冯锐. 2005. 球层中的非线性自由热对流: 变粘度模型[J]. 地震学报, 27(2): 194–204.
- 朱涛, 王兰炜, 陈化然. 2010. 横向粘度变化对球层中热对流的影响[J]. 地球物理学报, 53(2): 350–361.
- 朱涛, 王兰炜. 2011. 地震波速度约束的大横向粘度变化的地幔对流研究[J]. 地球物理学报, 54(5): 1270–1284.
- Balachandar S, Yuen D A, Reuteler D M, Lauer G S. 1995. Viscous dissipation in three-dimensional convection with temperature-dependent viscosity[J]. Science, 267: 1150–1153.

- Bird P, Li Y. 1996. Interpolation of principal stress directions by nonparametric statistics: Global maps with confidence limits[J]. *J Geophys Res*, **101**(B3): 5435–5443.
- Buckus G. 1958. A class of self-sustaining dissipative spherical dynamos[J]. *Ann Phys*, **4**(4): 381–384.
- Cadek O, Fleitout L. 2006. Effect of lateral viscosity variations in the coremantle boundary region on predictions of the long wavelength geoid[J]. *Stud Geophys Geod*, **50**(2): 217–232.
- Christensen U, Harder H. 1991. 3D convection with variable viscosity[J]. *Geophys J Int*, **104**(1): 213–226.
- Dziewonski A M, Anderson D L. 1981. Preliminary reference earth model[J]. *Phys Earth Planet Interi*, **25**(4): 297–356.
- Forte A M, Peltier W R. 1987. Plate tectonics and aspherical earth structure: The importance of poloidal-toroidal coupling[J]. *J Geophys Res*, **92**(B5): 3645–3679.
- Fu R. 1986. A numerical study of the effects of boundary conditions on mantle convection models constrained to fit the low degree geoid coefficients[J]. *Phys Earth Planet Interi*, **44**(3): 257–263.
- Fu R, Huang J, Wei Z. 1996. The upper mantle flow beneath the North China Platform[J]. *Pure Appl Geophys*, **146**(4): 649–659.
- Gripp A E, Gordon R G. 1990. Current plate velocities relative to the hotspots incorporating the NUVEL-1 global plate motion model[J]. *Geophys Res Lett*, **17**(8): 1109–1112.
- Hager B H. 1984. Subducted slabs and the geoid: Constraints on mantle rheology and flow[J]. *J Geophys Res*, **89**(B5): 6003–6015.
- Karato S I, Wu P. 1993. Rheology of the upper mantle: A synthesis[J]. *Science*, **260**: 771–778.
- Koch D M, Ribe N M. 1989. The effect of lateral viscosity variations on surface observations[J]. *Geophys Res Lett*, **16**(1): 535–538..
- Liu H S. 1980a. Mantle convection and subcrustal stress under Australia[J]. *Mod Geol*, **7**: 29–36.
- Liu H S. 1980b. Convection generated stress field and intra-plate volcanism[J]. *Tectonophysics*, **65**(3-4): 225–244.
- Liu H S. 1981. Geodynamics of Cenozoic deformation in central Asia[J]. *Phys Earth Planet Interi*, **25**(1): 64–70.
- Liu H S. 1985. Geodynamical basis for crustal deformation under the Tibetan plateau[J]. *Phys Earth Planet Interi*, **40**(1): 43–60.
- Mitrovica J X, Peltier W R. 1995. Constraints on mantle viscosity based upon the inversion of post-glacial uplift data from the Hudson Bay region[J]. *Geophys J Int*, **122**(2): 353–370.
- Ranalli G. 2001. Mantle rheology: Radial and lateral viscosity variations inferred from microphysical creep laws[J]. *Journal of Geodynamics*, **32** (4-5): 425–444.
- Ratcliff J T, Schubert G, Zebib A. 1996. Steady tetrahedral and cubic patterns of spherical shell convection with temperature-dependent viscosity[J]. *J Geophys Res*, **101**(B11): 25473–25484.
- Richards M A, Hager B H. 1989. Effects of lateral viscosity variations on long-wave-length geoid anomalies and topography[J]. *J Geophys Res*, **94**(B8): 10299–10313.
- Ribe N M. 1992. The dynamics of thin shells with variable viscosity and the origin of toroidal flow in the mantle[J]. *Geophys J Int*, **110**(3): 537–552.
- Runcorn S K. 1964. Satellite gravity measurements and laminar viscous flow model of the earth's mantle[J]. *J Geophys Res*, **69**(20): 4389–4394.
- Runcorn S K. 1967. Flow in the mantle inferred from the low degree harmonics of the Geopotential[J]. *Geophys J R astr Soc*, **14**(1-4): 375–384.
- Steinberger B, Schmeling H, Marquart G. 2001. Large-scale lithospheric stress field and topography induced by global mantle circulation[J]. *Earth Planet Sci Lett*, **186**(1): 75–91.
- Stemmer K, Harder H, Hansen U. 2006. A new method to simulate convection with strongly temperature- and pressure-dependent viscosity in a spherical shell: Applications to the earth's mantle[J]. *Phys Earth Planet Interi*, **157**(3-4): 223–249.
- Su W J, Robert L W, Dziewonski A M. 1994. Degree 12 model of shear velocity heterogeneity in the mantle[J]. *J Geo-*

- phys Res*, **99**(B4): 6945–6980.
- Sunder-Plaßmann T, Christensen U. 2000. A test of approximations for modeling convection with temperature-dependent viscosity[J]. *Phys Earth Planet Interi*, **120**(1-2): 103–110.
- Tackley P. 1993. Effects of strongly temperature-dependent viscosity on time-dependent, three-dimensional models of mantle convection[J]. *Geophys Res Lett*, **20**(20): 2187–2190.
- Tackley P. 1996. Effects of strongly variable viscosity on three-dimensional compressible convection in planetary mantles[J]. *J Geophys Res*, **101**(B2): 3311–3332.
- Wang H, Wu P. 2006. Effects of lateral variations in lithospheric thickness and mantle viscosity on glacially induced relative sea levels and long wavelength gravity field in a spherical, self-gravitating Maxwell Earth[J]. *Earth Planet Sci Lett*, **249**(3-4): 368–383.
- Weertman J. 1970. The creep strength of the Earth's mantle[J]. *Rev Geophys*, **8**(1): 145–168.
- Yoshida M, Nakakuki T. 2009. Effects on the long-wavelength geoid anomaly of lateral viscosity variations caused by stiff subducting slabs, weak plate margins and lower mantle rheology[J]. *Phys Earth Planet Interi*, **172**(3-4): 278–288.
- Zhang S, Christensen U. 1993. Some effects of lateral viscosity variations on geoid and surface velocities induced by density anomalies in the mantle[J]. *Geophys J Int*, **114**(3): 531–547.
- Zhang S, Yuen D A. 1996. Intense local toroidal motion generated by variable viscosity compressible convection in 3D spherical shell[J]. *Geophys Res Lett*, **23**(22): 3135–3138.
- Zhong S, Zuber M T, Moresi L, Gurnis M. 2000. Role of temperature-dependent viscosity and surface plates in spherical shell models of mantle convection[J]. *J Geophys Res*, **105**(B5): 11063–11082.
- Zoback M L. 1992. First- and second-order patterns of stress in the lithosphere: The world stress map[J]. *J Geophys Res*, **97**(B8): 11703–11728.