

地幔深部运动, 全球构造格局及中国 地震应力场背景

傅容珊 黄建华

(中国合肥 230026 中国科学技术大学地球和空间科学系)

摘 要

本文探讨了形成岩石层内部应力场两种可能的力源: 地幔对流产生的作用于岩石层底部的切向拖曳力和沿板块边界分布力系对岩石层内应力场的影响. 发现这两种力同时作用控制了中国大陆应力场的基本格局, 它们产生的应力场主压应力方向和用地震震源机制解、钻孔应力测量及地质构造推断的中国应力场分布基本吻合.

关键词 地幔对流; 构造格局; 地震应力场

一、引 言

近几年来, 有关岩石层内应力场的研究越来越深入, 大量的数据来自钻孔应力测量、地震应力降分析、震源机制解、断层带热流观测以及地质学的推断^[1], 全球应力场^[2]及中国应力场^[3,4]分布图正在逐渐完善. 但是, 由于观测地区及地震分布区的限制, 使有关应力场数据局限于一些有限区域, 而且地区性的影响, 如局部地形及局部构造影响往往造成观测资料比较零乱, 这给确定区域构造应力场造成一定的困难. 同时数据所提供的仅是应力场的状态, 并无法说明形成应力场的力源. 因而建立全球或区域性的应力场动力学模型是必要的.

用有限元方法对地球岩石层应力场进行数值模拟是一种有效的途径, Richardson 等^[5]曾对全球应力场作了各种模式的探讨. 汪素云^[6,7]、俞言祥 等^[8]对中国及中国大区域应力场作了有限元模拟, 为我国及邻区构造应力场的格局提供了有益的信息, 且能与观测和推断应力场吻合较好. 不过众所周知有限元方法模拟特别是对于区域性应力场的确定, 在边界条件选取上带有很大的随意性. 为了进一步理解构成全球构造应力格局的主要力源, 一些研究的注意力集中在利用地球物理观测资料计算岩石层内应力场. Fu 和 Huang^[9]利用 Runcorn^[10]应力方程为作用于岩石层底部的切向应力边界条件, 用卫星重力资料计算了全球应力场, 同时讨论了它与中国及邻区地震应力场之间的关系^[11]. 但在这一研究中并没有考虑沿板块边界分布的力的影响, 因而在许多地区和实际资料中仍有一定的差异.

本文的目的是建立包括地幔对流产生作用于岩石层底部切向拖曳力和沿板块边界分

1988 年 12 月 27 日收到本文初稿, 1989 年 7 月 29 日决定采用.

布力系在内的全球应力场模式,计算不同模型下中国及邻区构造应力场,比较它们和由地震观测等方法推估出的中国应力场^[3,4],并讨论以地幔深部物质热运动和全球构造格局为基础的中国地震孕育、发生的地球动力学背景.

二、地幔深部热动力学过程及岩石层底部切向应力场

冰后期回升研究表明,在长期力作用下,地幔具有流变性质,并可以估计地幔粘滞结构^[12,13];有关地幔热结构的探讨表明,地幔物质的绝热自压温度梯度略低于地幔实际温度梯度^[14,15];地幔中放射性元素为地幔物质持续运动提供足够的能量^[16,17].上述三点构成地幔中可能存在热对流的物理背景.地幔热动力过程研究主要课题之一就是寻求深部运动和浅部构造运动(如板块运动)和岩石层内应力格局的关系.直接用于实际计算的模型首先是由 Runcorn^[10]提出来的.他推导了著名的联系地幔对流速度场和大地水准面异常的相关方程

$$\left(\frac{d^2 w_n}{dr^2} + \frac{2}{r^2} \frac{dw_n}{dr} \right)_{r=a} - \left(\frac{b}{a} \right)^{n+1} \left(\frac{d^2 w_n}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dw_n}{dr} \right)_{r=b} = \sum_{m=0}^n \frac{Mg}{4\pi\mu a^2} \left(\frac{a'}{a} \right)^{n+1} \left(\frac{2n+1}{n+1} \right) (C_{nm} \cos m\varphi + S_{nm} \sin m\varphi) P_n^m(\cos\theta) \quad (1)$$

他假定可以忽略下边界的影响,并设刚性边界条件,从而推导出作用于岩石层底部的北向和东向切向力为

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_N = \sum_{N=2n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{Mg}{4\pi a^2} \left(\frac{a'}{a} \right)^{n+1} \left(\frac{2n+1}{n+1} \right) \frac{\partial}{\partial \theta} (C_{nm} \cos m\varphi + S_{nm} \sin m\varphi) P_n^m(\cos\theta) \\ \sigma_E = \sum_{n=2m=0}^{\infty} \sum_{m=0}^N \frac{Mg}{4\pi a^2} \left(\frac{a'}{a} \right)^{n+1} \left(\frac{2n+1}{n+1} \right) \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} (C_{nm} \cos m\varphi + S_{nm} \sin m\varphi) P_n^m(\cos\theta) \end{array} \right. \quad (2)$$

其中, w_n 为地幔流速度位函数, M 为地球质量, g 为重力加速度, μ 为地幔平均粘滞系数, a 为地幔和岩石层边界半径, a' 为地球平均半径, b 为核-幔边界半径, C_{nm} 和 S_{nm} 为地球大地水准面异常球谐函数系数, $P_n^m(\cos\theta)$ 为缔合勒让德多项式.

傅容珊^[18,19]建立的联系大地水准面异常和地幔热对流的物理数学模型提供了地幔热对流的图式,并证明 Runcorn 应力方程(2)在一定条件下可有效计算地幔对流产生的作用于岩石层底部的切向应力^[20].本文中将继续使用这一公式,并将此力作为构成岩石层内应力场的力源之

三、全球构造格局和沿板块边界分布力系

板块构造学说提供了一个完整的全球构造格局,显示大规模的构造体系均沿板块边界分布。通常有三种类型的板块边界:以大洋中脊为代表的扩张中心,以海沟和碰撞带为表征会聚带和转换断层。地震学和地质学的研究表明,沿扩张中心存在垂直于扩张轴的力系,它使得相邻两板块相对于扩张中心背道而驰,沿会聚带则存在垂直于会聚线的力系,使相邻两板块在这里碰撞或俯冲,而转换断层是由于两板块的相对水平错动,发生在它上面的地震呈现出水平剪切性质。有关这一力系我们将在后面的章节中进一步讨论。

为描述沿板块边界线状分布的力系,Liu^[21]采用了Coode^[22]的方法用 δ 函数所构成的分布函数定义了一个力生成函数

$$\Phi(\theta, \varphi) = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L \delta(\theta_i, \varphi_i) \quad (3)$$

若将 $\Phi(\theta, \varphi)$ 展开成球函数,则有

$$\Phi(\theta, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \{ a_n^m \cos m\varphi + b_n^m \sin m\varphi \} P_n^m(\cos \theta) \quad (4)$$

这里, $P_n^m(\cos \theta)$ 为完全正规化的缔合勒让德多项式,容易求得

$$\begin{cases} a_n^m = \sum_{i=1}^L \cos m\varphi_i P_n^m(\cos \theta_i) / L \\ b_n^m = \sum_{i=1}^L \sin m\varphi_i P_n^m(\cos \theta_i) / L \end{cases} \quad (5)$$

这里, (θ_i, φ_i) 为线状边界分布抽样点座标, L 是抽样点总数。若令对于扩张边界而言抽样点总数为 M ,球谐展开系数为 a_n^m, b_n^m ,对会聚边界而言相应有 $N, a_n'^m, b_n'^m$ 则共同的系数可以写为

$$\begin{cases} A_n^m = (M a_n^m - N a_n'^m) / (M + N) \\ B_n^m = (M b_n^m - N b_n'^m) / (M + N) \end{cases} \quad (6)$$

这样,沿板块边界的力系生成函数可以写为

$$\Phi(\theta, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \{ A_n^m \cos m\varphi + B_n^m \sin m\varphi \} P_n^m(\cos \theta) \quad (7)$$

考虑到沿发散和会聚板块边界分布的力主要是重力和热收缩力,故可以将此力系表示为上述生成函数的梯度

$$\mathcal{F} = \nabla \Phi(\theta, \varphi) \quad (8)$$

这一力系将作为构成岩石层内应力场的另一主要力源。

四、基本公式和计算模型

假定岩石层为一均匀等厚的弹性球层,忽略自重,其内部加载如(8)式表示的沿边界分布力系,此时弹性力学的基本方程可以写成

$$\begin{aligned} & (\lambda + \mu) \nabla \Theta + \mu \nabla^2 S + F = 0 \\ \text{或} \quad & (\lambda + \mu) \nabla \Theta + \mu \nabla^2 S + \nabla \Phi(\theta, \varphi) = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

这里, Θ 是体积膨胀, λ, μ 是拉梅系数, S 是位移矢量. 首先让我们来讨论此方程的一个特解. 若 $S = \nabla \Psi$ 代入方程(9)则有

$$\begin{aligned} & \nabla [(\lambda + 2\mu) \nabla^2 \Psi] + \nabla \Phi = 0 \\ \text{所以} \quad & \nabla^2 \Psi = -\Phi / (\lambda + 2\mu) + C_1 \end{aligned} \quad (10)$$

从解的物理学意义上可选定 $C_1 \equiv 0$, 故有

$$\nabla^2 \Psi = -\Phi / (\lambda + 2\mu) \quad (11)$$

自然对于展开为球谐函数的 Ψ, Φ 而言, 其第 n 阶也满足(11)式

$$\text{即} \quad \nabla^2 \Psi_n = -\Phi_n / (\lambda + 2\mu) \quad (12)$$

利用球谐函数的性质

$$\nabla^2 (r^2 \Phi_n) = 2(2n+3) \Phi_n \quad (13)$$

可得

$$2(2n+3) \Psi_n / r^2 = -\Phi_n / (\lambda + 2\mu) \quad (14)$$

所以

$$\Psi_n = r^2 \Phi_n / 2(\lambda + 2\mu)(2n+3) \quad (15)$$

这样, 在无外加剪切力作用于边界时方程(11)的完全解可以写为

$$S = \sum_n \{ A_n [r^2 \nabla \omega_n + \alpha_n \omega_n r] + B_n [r^2 \nabla \bar{\omega}_n + \bar{\alpha}_n \bar{\omega}_n r] + C_n \nabla \varphi_n + D_n \nabla \bar{\varphi}_n \} + \nabla \Psi_n \quad (16)$$

式中

$$\omega_n = r^n S_n / R_0^{n+1} \quad \varphi_n = r^n S_n / R_0^{n+1}$$

$$\bar{\omega}_n = R_1^n S_n / r^{n+1} \quad \bar{\varphi}_n = R_1^n S_n / r^{n+1}$$

$$\Psi_n = -r^2 S_n / 2(\lambda + 2\mu)(2n+3)$$

$$\alpha_n = -2[n\lambda + 3(n+1)\mu] / [(n+3)\lambda + (n+5)\mu]$$

$$\bar{\alpha}_n = 2[(n+1)\lambda + (3n+2)\mu] / [(2-n)\lambda + (4-n)\mu]$$

$$S_n = A_n^m (\cos m\varphi + B_n^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta)$$

应力

$$\sigma_{ij} = \lambda \Theta \delta_{ij} + 2\mu e_{ij} \quad (17)$$

其中

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ 1 & i = j \end{cases} \quad \text{为克罗内尔符号}$$

$$\Theta = \nabla \cdot S = \sum_n \{ A_n [2n + \alpha_n (3+n)] (r/R_0)^{n+1} + B_n [-2(n+1) + \bar{\alpha}_n (2-n)] (R_1/r)^n \} S_n / r + \nabla^2 \Psi_n \quad (18)$$

取决于边界条件和力源选择, 本文计算了三种基本模型和四种试验模型:

$$\begin{aligned}
 a_{24} &= [-2\mu(n+2)] (R_1/R_0)^{n+2} \\
 a_{31} &= \mu(2n+\alpha_n)(R_1/R_0)^{n+1} \\
 a_{32} &= \mu[\bar{\alpha}_n - 2(n+1)] \\
 a_{33} &= 2\mu(n-1)(R_1/R_0)^{n-1} \\
 a_{34} &= -2\mu(n+2) \\
 a_{41} &= [a_{11} - (n+\alpha_n)\rho g R_1] (R_1/R_0)^{n+1} \\
 a_{42} &= a_{12}(R_0/R_1)^n - [\bar{\alpha}_n - (n+1)]\rho g R_1 \\
 a_{43} &= [a_{13} - n\rho g R_1] (R_1/R_0)^{n-1} \\
 a_{44} &= a_{14}(R_0/R_1)^{n+2} + (n+1)\rho g R_1
 \end{aligned}$$

由于本文所讨论的是线性问题,沿板块边界分布力系和地幔拖曳力为两独立力源,因而模型Ⅲ就是模型Ⅰ和模型Ⅱ的线性叠加.其中 α 为两种模型的叠加系数.我们选取 $\alpha=0.5, 0.7, 1.0$ 和 1.2 分别计算了模型Ⅲa, Ⅲb, Ⅲc, Ⅲd等四种试验模型.这是由于本文中的边界分布力系无法提供作用力的绝对值,因此需要比较不同叠加比例下应力场的基本格局同观测资料推断的应力场,以选取合适的比例值.上述模型中 ρ 为上地幔的密度, u 为径向位移.本文计算中采取如下岩石层参数: $R_0=6371\text{ km}$, $R_1=6271\text{ km}$, $\lambda=0.71 \times 10^{12}$, $\mu=0.56 \times 10^{12}$, $g=981.0\text{ cm/s}^2$, $\rho=3.53\text{ g/cm}^3$, 我们使用了 Lerch 等^[23]发表的大地水准面数据以及陈虹¹⁾计算的边界分布球谐展开数据.图 1,2,3 分别表示上述三种模型下中国及邻区岩石层表面偏斜应力主压应力轴方向,而图 3a—d 分别对应于 $\alpha=0.5, 0.7, 1.0, 1.2$.全部计算采用 1—19 阶球谐函数系数(模型Ⅰ用 2—19 阶),计算网格为 $2^\circ \times 2^\circ$.

五、中国地震的应力场背景

为了检验模型,我们利用许忠淮^[3]提供的中国地壳应力场主压应力分布图及马杏垣^[24]主编的中国大陆岩石圈地球动力学图给出的主压应力场方向进行对比.其模型Ⅰ的基本格局(图 1)和傅容珊^[11]给出的一致,它与观测推断的岩石层内应力场的关系已作过详细讨论.模型Ⅱ(图 2)提供了一个垂直于板块边界如喜马拉雅板块碰撞地带(印度—澳大利亚板块和欧亚板块),日本海沟会聚带(太平洋板块—欧亚板块),马里亚那海沟会聚带(太平洋板块—菲律宾板块),菲律宾板块—欧亚板块会聚带的主压应力场系统,以及在此主压应力系统两侧平行于此边界的主压应力场系统.但在远离板块边界的内陆,其应力场则呈现出较复杂的图案以及相对低应力值.此模型所示的应力格局和分布与板块边界地震反映的地壳应力场主压应力轴方向较为吻合,如喜马拉雅地区,沿阿萨姆角(20° — 30°N , 100°E)地区,及中国台湾地区.

模型Ⅲ(图 3a—d)是由模型Ⅰ和模型Ⅱ的线性叠加.从图 3 可以看出,尽管我们选取了不同的叠加因子 α (其范围在 0.5—1.2),但中国大陆应力场的基本格局变化不大,只是在一些细节上有所差异,其主要差异部分在东经 100° — 110° , 北纬 20° — 35° 以及在东

1) 陈虹, 1987. 板块边界和板块绝对运动的相关分析. 科大毕业论文.

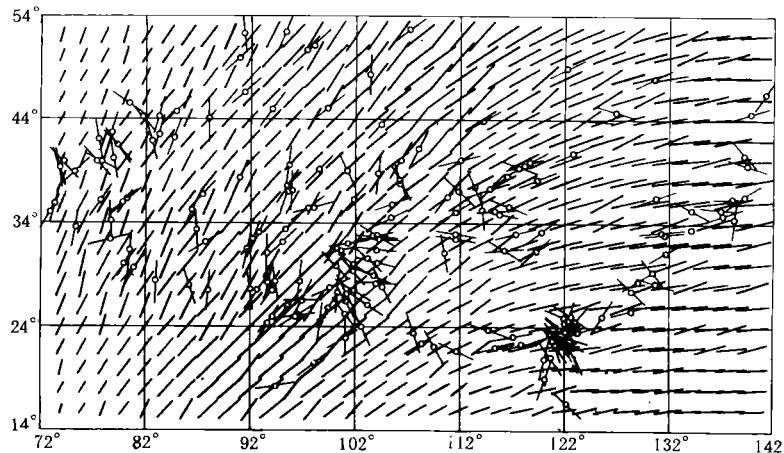


图1 中国(南海诸岛除外)及邻区岩石层内主压应力场格局(模型I).图中带圆圈的线段是震源机制解

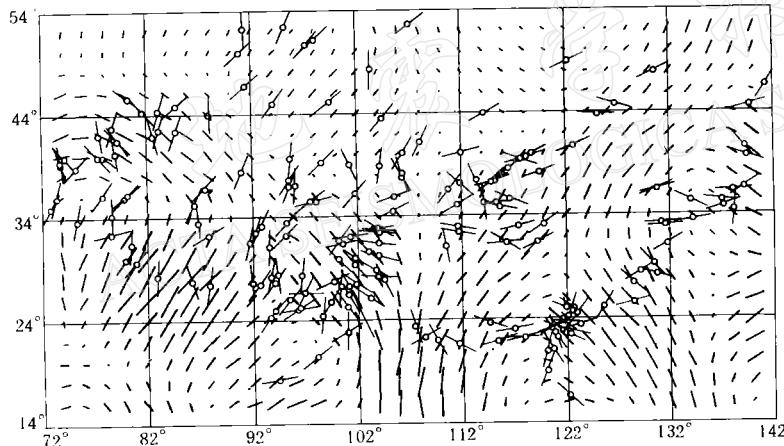
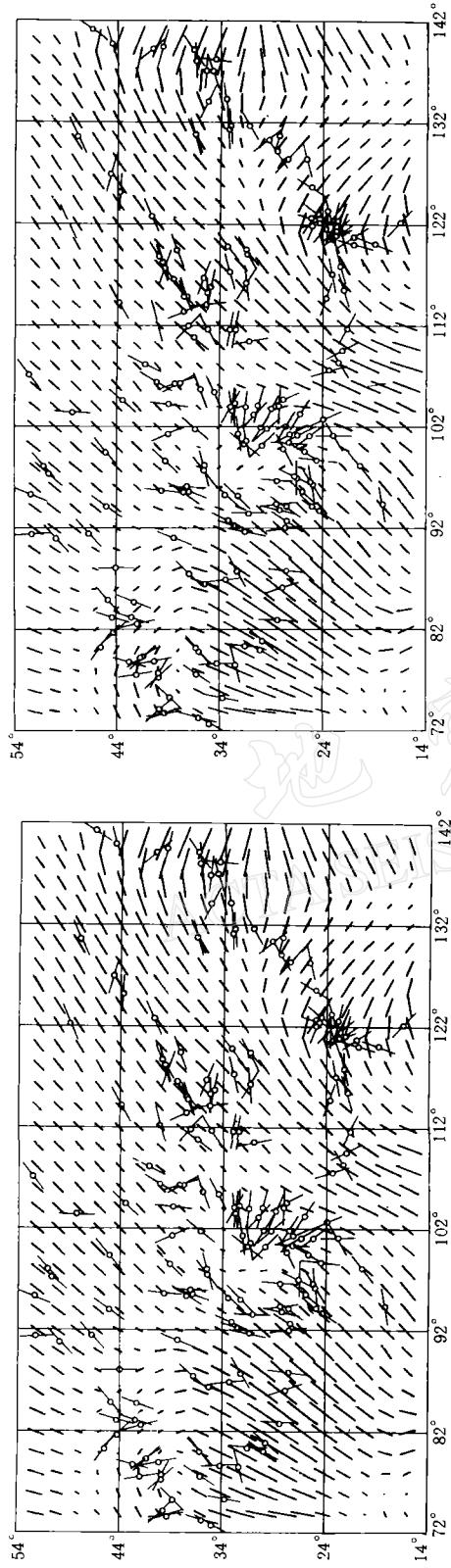


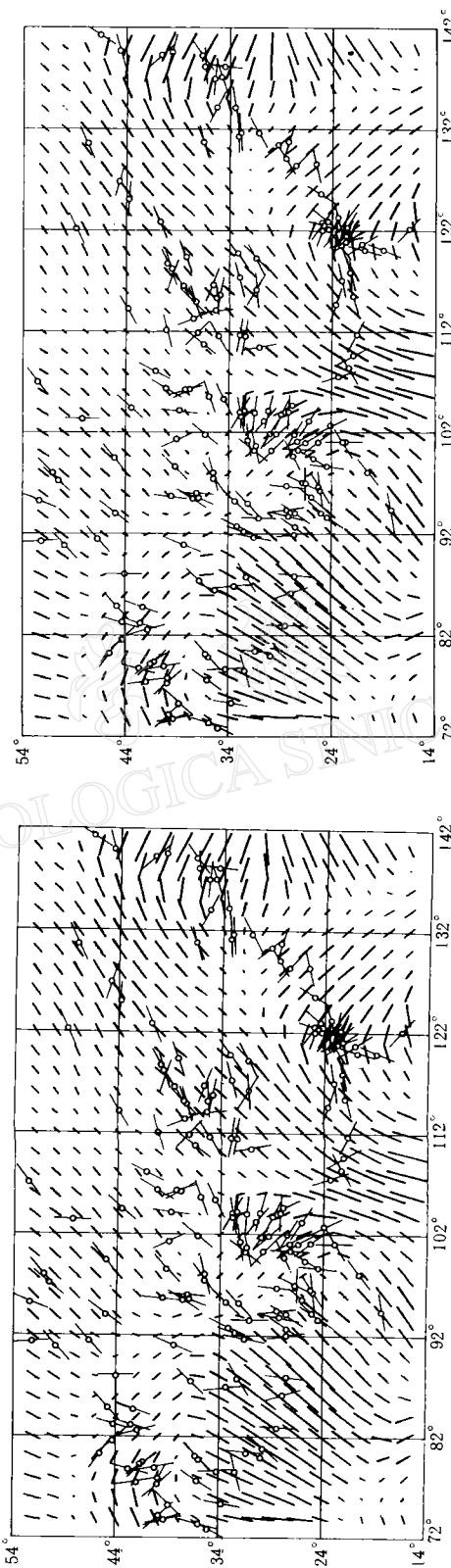
图2 中国(南海诸岛除外)及邻区岩石层内主压应力场格局(模型II).图中带圆圈的线段是震源机制解

经 80° — 90° 、北纬 40° — 50° 区域中,尽管统计单个地震机制解或多个小地震机制解在 $\pm 30^{\circ}$ 范围内和我们计算的主压应力方向吻合程度不失为一检验模型好坏的标准,但是由于模型的简化以及地震机制解本身存在矛盾,因而这一检验的方法本身并不能作为唯一的判据.相反比较应力格局则可能更加符合模型计算的空间尺度和精度.

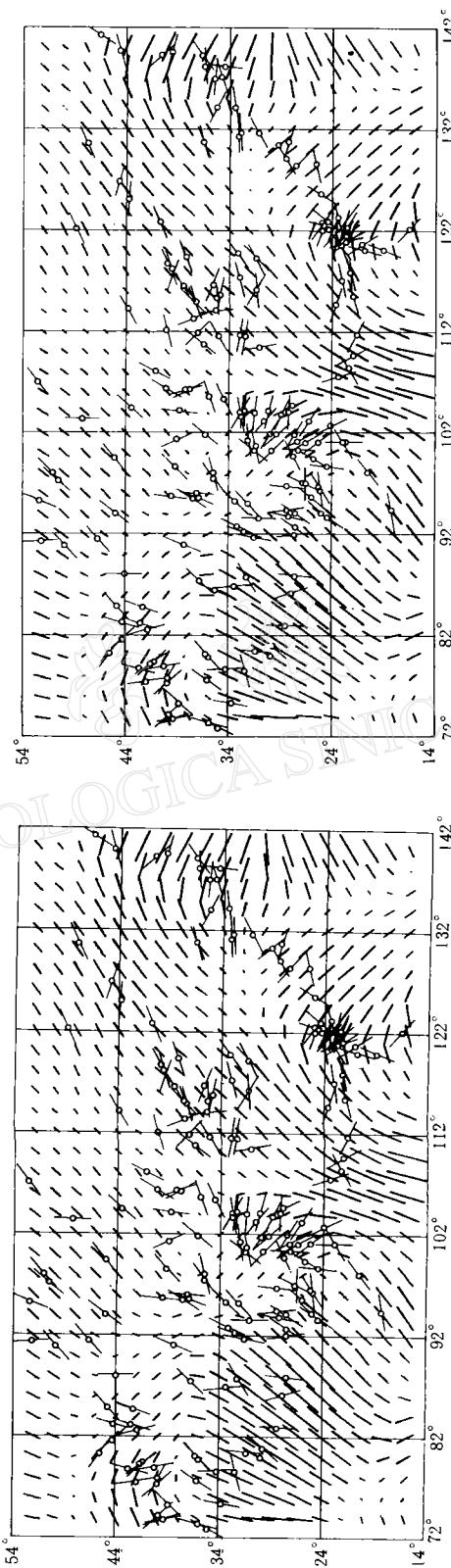
由实际观测资料所推断的中国大陆应力场格局^[13,24]表明:其主压应力轴方向由西向东(70° — 140° E)从北北西方向逐渐变为北东东方向,但在北纬 20° — 30° ,东经 115° — 120° 范围内,应力场基本上是南东或南南东方向.或许可以采用另一种描述方法,即以 100° E 为界,中国西部主压应力场以北北西和北北东为主,而东部地区以 100° E 和 30° N 为中心展开一个约 120° 的扇形.邓起东等^[25]在探讨中国构造应力场特征时提出,中国



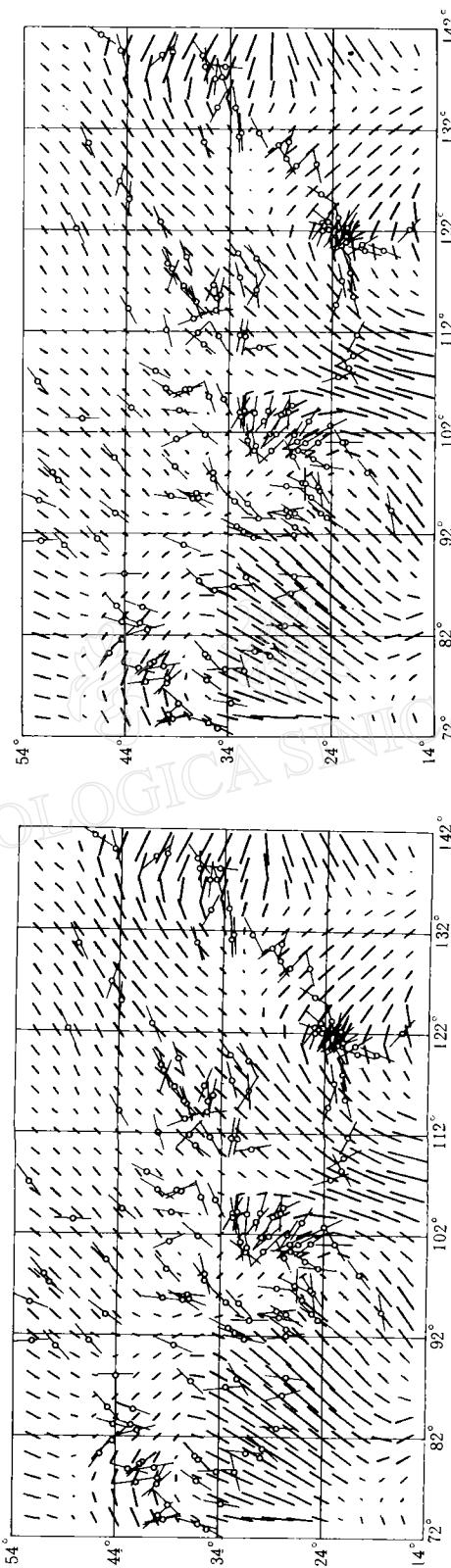
(a) $\alpha = 0.5$



(b) $\alpha = 0.7$



(c) $\alpha = 10$



(d) $\alpha = 12$

图3 中国(南海诸岛除外)及邻区岩石层内主压应力场格局(模型III).图中带圆圈的线段是震源机制解

构造应力场有明显分区特点,划分了三个大区域,即以北北东至北东向的主压应力方位的西部地区,以北东至北东东向为主压应力方位的华北断块和华南断块及台湾省,其主压应力方位为北西向。

模型Ⅲ所提供的应力格局与上述实际观测分析得出的应力格局基本一致,特别值得提出的是对于东经 100° 附近,北纬 20° — 40° 这样具有复杂构造应力格局的地区,本模型也吻合得较好,它呈现出由南向北,主应力轴由北西向北东扭转的格局。有两个地区模型Ⅲ和上述的观测应力格局吻合不好:第一是华南地区(110° — 120° E, 20° — 30° N),模型Ⅲ呈现出以北东和北东东向为主,而实际资料提供的却是北西向应力场;第二区域是西北地区(40° — 44° N, 70° — 80° E)呈现出一个以北北西-北北东的张应力区(图3)。有关这一区域的应力场特性也许和天山山脉底部地幔流发散场有关^[24],不过尚有待于进一步探讨。

综上所述可以看出:深部地幔对流产生的作用于岩石层底部的拖曳力以及沿板块边界分布的力系基本上构成形成中国构造应力场及中国地震应力场格局的地球动力学背景。

六、讨论和结论

无论单独考虑地幔对流作用于岩石层底部的拖曳力(模型I),或单独考虑由沿板块边界分布力系所形成的中国及邻区岩石层内应力场,均不能完整地解释中国构造应力场的基本格局。模型Ⅲ表明了这两个力在形成岩石层内应力场中具有差不多同等的作用,这与俞言祥^[18]的结论有相同之处,但也有一 定的差异。正如前面提及,有限元法在求解的球应力场时处理边界条件具有一定的随意性,而且有的边界条件与地球的实际状态会存在一定差距或缺少足够的观测证据。因而尽管可以获得一个与观测构造应力场吻合很一致的模型,但模型的可靠程度仍值得讨论。本文提供的模型以全球的构造格局和地幔深部运动为依据,虽然为了推导公式和计算方便对模型作了很大的简化,但是其力源背景是清楚的。不过值得讨论的是所谓沿板块边界分布力系。这一力系存在是不容置疑,但这一力系的来源却有许多可能,如在扩张中心地形产生的重力滑移力,以及扩张过程中板块冷却产生的热致缩力等形成沿发散边界分布力系。而在会聚带俯冲板块重力产生的负浮力、会聚带的吸力(suction)及两板块之间相互作用、碰撞等则形成沿会聚边界分布的力系等。应当指出由于模型中并没有具体地指明沿边界分布力系的来源,故无法提供这一力的绝对值大小,正是这一模型的欠缺之处,因而选择有确定物理含义的力源将是改进此计算模型的方向之一。

关于华南地区应力场的主导因素仍然是值得讨论的问题。本文提供的三种模型均不能在此区域形成北西向主压应力方向。俞言祥^[18]的模型虽然在此区域吻合较好,但是如果仔细观察其边界条件可以发现(俞言祥文中图10),他在沿阿萨姆角连续施加了4个点约 1286×10^5 Pa的向边界外的节点力,显然这一力对于西南地区及华南地区的应力格局将

起举足轻重的作用,不过这 4 个向南西方向的力来自何处? 俞言祥文中的解释缺乏令人信服的证据. 或许青藏高原的地形所产生的重力滑移作用对于形成华南力系起着举足轻重的作用, 有关此问题我们将在另外的计算模型中加以讨论.

不同板块边界对中国大陆施加力并不相等. 正如文献[8] 所讨论那样从板块构造理论看来这或许是合理的. 喜马拉雅地区属于印度次大陆北移和欧亚大陆碰撞, 作用于欧亚大陆岩石层的侧向推力要比沿欧亚板块东部的一系列俯冲地区的侧向推力要大一些. 不过沿这两个地区发生地震的震级来看都有大于 7.5 级的地震发生, 表明其可能积累的应变能有大致相同的数量级, 因而估计两个侧向力的差异不会太大, 这也是值得进一步讨论的问题. 可以设想, 在对沿边界分布力系球谐展开时对不同边界段施以不同的权重(当然这种加权仍具有人为的性质), 或许是改进我们模型的另一途径.

应当讲本文提供的基本模型(等厚均匀弹性岩石层)是极其简单的, 它忽略了岩石层本身无论径向或是横向均非均匀性, 同时在力源的选择上也值得讨论. 另外球谐展开的截断效应也将对计算模型产生一定的影响, 所有这些均需进一步改进.

最后, 由于地球岩石层是一个整体, 它由大的板块构成, 这些板块之间又相互作用, 因而孤立地讨论一些局部地区都涉及边界条件的选取, 无疑很容易引进人为的因素. 因此无论作理论解析模型或作有限元数值模型最好的方式是作全球模型. 本文所提供的模型虽然简单, 虽然有许多进一步修正的必要, 但无论从全球规模估计^[2], 还是从中国及邻区这样的局部地区^[3]来看, 其应力格局与实际观测所推断的应力格局都较为吻合, 它说明地幔对流产生的作用于岩石层底部的拖曳力和沿边界分布力系在形成岩石层内应力格局中起着举足轻重的作用.

感谢许忠淮同志提供的中国及全球应力图.

本研究由地震科学联合基金(86)008资助.

参考文献

- [1] McNutt, M., 1987. Lithospheric stress and deformation. *Rev. Geophys.*, 25, 1245—1253.
- [2] Zoback, M. L., 1987. Global pattern of tectonic intraplate stresses. *Abstracts*, 3, 1116. IUGG XIX general assembly, Aug., 9—22, Vancouver, Canada.
- [3] Xu, Z. H., Wang, S. Y., Huang, Y. R. and Gao, A. J., 1987. Tectonic stress field of China's continent deduced from a large number of small earthquakes. *Abstracts*, 3, 1115. IUGG XIX general assembly, Aug., 9—22, Vancouver, Canada.
- [4] 许忠淮, 汪素云, 黄雨蕊, 高阿甲, 金小锋, 常向东, 1987. 由多个小地震推断的青甘和川滇地区构造应力场的方向特征. 地球物理学报, 30, 476—486.
- [5] Richardson, R. M., Solomon, S. C. and Sleep, N. H., 1979. Tectonic stress in the plates. *Rev. Geophys. Space. Physics*, 17, 981—1019.
- [6] 汪素云, 陈培善, 1980. 中国及邻区现代构造应力场的数字模拟. 地球物理学报, 23, 35—45.
- [7] 汪素云, 许忠淮, 1985. 中国东部大陆的地震构造应力场. 地震学报, 7, 17—32.

- [8] 俞言祥、许忠淮、汪素云,1989. 对我国大陆地壳应力场观测结果的一种解释,八十年代中国地球物理学进展,284—292. 地球物理学报编辑委员会编,北京.
- [9] Fu, R. S. and Huang, P. H., 1983. The global stress field in the lithosphere obtained from the satellite gravitational harmonics. *Phys. Earth. Planet. Inter.*, **31**, 269—276.
- [10] Runcorn, S. K., 1967. Flow in the mantle inferred from the low degree harmonics of the geopotential. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **14**, 375—384.
- [11] 傅容珊、黄培华,1983. 利用卫星重力数据计算中国及邻区岩石层内应力场. 地球物理学报, **26**, Supp,641—651.
- [12] Pettier, W. R., 1985. Mantle convection and viscoelasticity. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **17**, 561—608.
- [13] Wu, P. and Pettier, W. R., 1983. Glacial isostatic adjustment and the free air gravity anomaly as a constraint on deep mantle viscosity. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **74**: 377—450.
- [14] Stacey, F. D., 1981. 地球物理学基础, 197—203. 地震出版社,北京.
- [15] Loper, D. E., 1985. A simple model of whole mantle convection. *J. Geophys. Res.*, **90**, 1809—1836.
- [16] Davies, G. F., 1980. Thermal histories of convection earth models and constraints on radiogenic heat production in the earth. *J. Geophys. Res.*, **85**, 2517—2530.
- [17] Schubert, G., Stevenson, D. and Cassen, P., 1980. Whole planet cooling and the radiogenic heat source contents of the earth and moon. *J. Geophys. Res.*, **85**, 2531—2538.
- [18] Fu, R. S., 1986. A numerical study of the effects of boundary conditions on mantle convection models constrained to fit the low degree geoid coefficients. *Phys. Earth. Planet. Inter.*, **44**, 257—263.
- [19] 傅容珊, 1989. 地球大地水准面异常以及地幔对流的物理数学模型. 计算地球物理学专辑, 地球物理学报.
- [20] Fu, R. S., 1989. Earth's geoid anomaly, mantle convection and stress field under the lithosphere. *Phys. Earth. Planet. Inter.*, **54**, 50—54.
- [21] Liu, H. S., 1985. Geodynamical basis for crustal deformation under the Tibetan plateau. *Phys. Earth. Planet. Inter.*, **40**, 43—60.
- [22] Coode, A. M., 1966. An analysis of major tectonic features. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **12**, 55—66.
- [23] Lerch, F. J., Klosko, S. M., Laubscher, R. E. and Wagner, C. A., 1979. Gravity model improvement using Geos 3(GEM 9 and 10). *J. Geophys. Res.*, **84**, 3897—3904.
- [24] 马杏垣, 1986. 中国及邻近海域岩石圈动力学图. 地质出版社,北京.
- [25] 邓起东、张裕明、许桂林、范福田, 1979. 中国构造应力场特征及其与板块运动的关系. 地震地质, **1**, 1, 11—22.
- [26] 黄培华、傅容珊, 1983. 中国岩石层底面地幔对流状态的探讨. 地球物理学报, **26**, 39—47.

DEEP MANTLE FLOW, GLOBAL TECTONIC PATTERN AND THE BACKGROUND OF SEISMIC STRESS FIELD IN CHINA

Rongshan Fu and Jianhua Huang

(*Department of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

Abstract

In this paper we investigate the sources of two kinds of forces to form the stress field in the lithosphere. They are the drag force caused by mantle flow and the force system along plate boundaries. The results show that both forces control the basic stress pattern in China and the computed main compressive stresses can fit with the stress patterns constructed by focal mechanisms, *in-situ* stress measurements in boreholes and that deduced from other geophysical and geological observations.