



地幔对流的数值实验研究

李荫亭

(中国科学院力学研究所)

摘要

数值实验是地幔对流研究的基本方法。本文概述了近二十年地幔对流研究的主要进展,介绍并评价了每个研究阶段所提出的新概念和新思想。最后,着重讨论了上地幔与全地幔对流的论争。

板块构造学说的出现与发展一直同地幔对流的研究密切联系在一起,地幔对流研究已成为当代地球科学中的一个基础性课题。板块构造学说的驱动力问题是目前地球科学家最为关心的问题之一。国际地球科学界占主导地位的看法是,必有某种形式的地幔对流驱使板块运动。但是,哪种形式的对流,以怎样一种方式推动板块运动,还没有比较令人满意的模式。因此,地幔对流又成为当前地球科学中一个急待解决的全球性重大课题。

近二十年来,地球科学家与流体力学家密切合作,地幔对流研究取得了很大进展。特别需要指出的是,数值实验在地幔对流研究中起了关键作用。本文以地幔对流中的几次大论战为线索,概述地幔对流数值实验研究的基本方法和主要成果。

一、二维流体层中的对流

在 Hess 和 Dietz 提出的海底扩张假说中,海底岩石圈的水平运动是被其下的地幔对流所带动的。这种对流带动板块的驱动机理,要求人们假定在地质年代中地幔物质具有类流体性质,把地幔作为一个流体层,求出对流运动的形态和幅度,以及带动板块运动的力的大小。因此,最早出现的地幔对流模式,就是所谓 Rayleigh-Benard 对流(简称 RB 对流)。RB 对流是指有限厚度有均匀粘度的二维流体层中,从下面加热时所出现的对流。

根据 Isacks 和 Molnar^[1] 的著名论文,地震活动性在大约 700 km 深停止,深源地震震源具有压缩性质,并认为下沉板块没有进入下地幔。另一方面,七十年代中期以前,人们认为上、下地幔粘性系数相差几个量级^[2],700 km 深处出现了一个流变性质的屏障,它阻碍了对流在下地幔发生。很自然地,700 km 深处附近的震 P 波速度突然增加这一观测事实,使人们更加相信地幔对流仅仅发生在上地幔。

这个约 600 km 厚的流体层的上边界为岩石圈底面,温度约为 1400 K;下边界在 700 km 的地震间断面,温度约为 2000 K,上地幔具有 $10^{21} \text{Pa} \cdot \text{s}$ 的均匀粘度。这个模

本文 1984 年 11 月 8 日收到,1985 年 7 月 26 日收到修改稿。

式类似于本世纪初已被 Rayleigh 和 Benard 研究过的 RB 对流。RB 对流的一个明显特征是每个对流单元都近似于正方形。就是说,每个对流单元的上升流与下降流之间的水平距离与流体层厚度相当。如果洋脊与上升流对应,海沟与下降流对应,它们之间的水平距离为几千乃至上万公里,这与 RB 对流模式是有矛盾的。这就是所谓“横纵比矛盾”。

七十年代初开始的地幔对流数值实验研究,就是试图引进更复杂的因素,使对流单元拉长变扁,解决“横纵比矛盾”。具体方法是,采用解非线性偏微分方程组的各种数值技术,求解表达地幔物质流动过程中必须满足的质量、动量和能量守恒的流体力学方程组。

经严格论证,适合于描述在地质年代中地幔物质蠕变运动的流体力学方程组的无量纲化形式为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) [\eta(\phi_{zz} - \phi_{xx})] + 4 \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} (\eta \phi_{xz}) = R_a \frac{\partial T}{\partial x} + R_b \frac{\partial \Gamma}{\partial x},$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \phi_z \frac{\partial T}{\partial x} - \phi_x \frac{\partial T}{\partial z} = \nabla^2 T + Q + \frac{D_i}{R_a} \eta [4\phi_{xz}^2 + (\phi_{xx} - \phi_{zz})^2].$$

其中 x 、 z 分别为水平和垂直坐标。第一个方程称为运动方程,表示动量守恒,即力的平衡;第二个方程为能量守恒方程,表示质量守恒的连续方程 $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$, 可以通过引

进流函数 ϕ , $u = \frac{\partial \phi}{\partial z}$, $w = -\frac{\partial \phi}{\partial x}$, 而自动满足。 u 、 w 分别为水平和垂直方向的速度。

η 是有效粘性系数, T 是温度, Γ 是相函数,代表 B 相的质量分数,它变化于 0 (纯 A 相) 和 1 (纯 B 相) 之间。这里的相,既包括相变效应,也包括化学组分上的变化。 D_i 称为粘性耗散系数, R_a 是热瑞利数:

$$R_a = \frac{\rho g \alpha \Delta T h^3}{k \eta},$$

R_b 是界面瑞利数:

$$R_b = \frac{\Delta \rho g h^3}{k \eta}.$$

这里 α 是热膨胀系数, g 是重力加速度, ρ 是密度, ΔT 是上、下边界的温差, $\Delta \rho$ 是 A 相与 B 相的密度差, h 是流体层的厚度, k 是导温系数, $Q = \frac{H}{\rho c_p}$, H 是单位时间、单位质量

地幔物质内放射性元素所产生的热量, c_p 为定压比热。

一般利用差分方法或有限元方法求解这个非线性偏微分方程组。初边值条件由所提出的具体模式确定。例如,等温,等热流,自由滑移或无滑移,对称性,以及流体边界等。这些边界条件的数学表示并不困难。

经过数值实验,下面几个因素对地幔对流结构有重要影响:

1. 内部热源效应 RB 对流只考虑了垂直温度梯度效应。但是,地幔内放射性元素铀 235、铀 238、钍 232 和钾 40 等在衰变过程中所产生的热量在每个点向流体层输送热量。数值实验结果表明^[3]: 内部热源使对流单元内的温度和速度分布有明显变化,如与 RB 对流相比,上升流动区域显著变宽,但横纵比没有变化。

2. 地幔粘度随温度和压力变化的效应 通常认为地幔物质在地质年代中的变形过程是扩散蠕变,具有线性本构关系,并称为牛顿流体。扩散蠕变过程实质上是个热活化的

过程。作为变形过程的应力与应变速率比值的粘度 μ 与温度和压力有下面的阿伦纽斯型的关系式

$$\mu = \frac{B}{T} \exp\left(\frac{E^* + PV^*}{RT}\right),$$

其中 R 是通用气体常数, E^* 是活化过程的活化能, V^* 是活化体积, B 是一常数。可以看出, 随温度增高, μ 减小, 根据常用数据估算, 温度增高 100 度左右, μ 减小一个量级。粘度与温度有强依赖关系。 μ 随压力增加而增加, 对线性本构关系, μ 与有效粘度系数 η 相同。变粘度的数值实验表明^[3], 这样的对流单元中的上升流动更为集中, 但横纵比没有变化。

3. 非牛顿流体效应 在较低的应力下 (例如小于 0.01bar), 地幔物质的蠕变过程为扩散蠕变, 在较高的应力状态下 (例如高于 10bar), 地幔物质的蠕变机理可能主要是所谓位错蠕变, 它具有非线性本构关系, 这就是非牛顿流体效应。高温高压实验表明, 这种非线性本构关系可以表示成幂次关系 $\dot{\epsilon} \propto \tau^n$, 其中 $\dot{\epsilon}$ 代表应变速率, τ 代表应力, n 介于 2 和 3 之间。在理论分析中, 经常取 $n = 3$ 。取等式 $\mu \dot{\epsilon} = \tau^n / \tau_0^{n-1}$, μ 称为 τ_0 之下的视粘性系数; 有效粘性系数 $\eta = \mu \tau_0^{n-1} / \tau^{n-1}$ 。这样一来, 有效粘性系数不仅通过 μ 而与温度和压力有关, 而且它随压力 τ 而变化。Parmentier 等^[4] 的数值实验结果发现, 对 $n = 3$, 且视粘性系数 μ 为常数时, 非牛顿流体与常粘性系数牛顿流体的对流单元, 其结构没有多大差别。Cserepes^[5] 发现, 当视粘性系数随温度和压力变化时, 非牛顿流体与牛顿流体的对流结构有明显的不同, 流线在下降流动区域更为密集, 下降流速加快。他把这种现象解释为, 下降流区域应力较高, 降低了有效粘性系数, 从而使下降区有更大的流动性。

4. 相变效应 地震 P 波速度在 400 km 左右有明显增加, 高温高压实验表明, 这是由橄榄石向尖晶石的相变所造成的。这个相变区厚度为 30—50 km, 经过相变区, 密度增加 8%。相变释放的热量约为 10 kcal/kg。相变对地幔对流的影响, 早已引起地球科学家的注意。1962 年 Vening Meinesz^[6] 认为, 放热的相变提高了对流。1964 年 Knopoff^[7] 得到相反的结论, 认为 400 km 相变阻碍了对流运动。1975 年 Schubert^[8] 等人分析了相变与对流相互作用的物理机制, 并通过线性稳定性分析, 发现了两种效果相反的因素: 潜热释放压抑对流的发生, 而对流造成了相边界位置的畸变, 这种相边界畸变反过来又能助长对流的发生。Christensen^[9] 的数值实验表明, 400 km 相变对地幔对流的影响不大。

1978 年 Richter^[3] 对二维流体层中的对流研究做了一个总结。他认为, 二维流体中对流的数值实验研究的一个最重要成果是: 用 $10^{21} \text{Pa} \cdot \text{s}$ 视粘性系数及与地表热流观测值相符的加热速率, 能够得到与板块运动速度大致相同的对流速度, 使人们更加相信板块构造是对流动力过程所造成的结果。但是, “横纵比矛盾”未获解决, 这说明用二维流体层中发生的对流是不能模拟板块构造所需要的那种地幔对流的。

二、包括岩石圈板块的地幔对流系统的数值实验研究

用二维流体层中的对流模拟地幔对流的失败, 也使地幔对流带动板块运动的驱动机理遭到了否定。因为一个长度为数千公里乃至上万公里的板块下面要有几个甚至十几个

对流单元,相邻对流单元的运动方向相反,对板块的带动力方向也相反,造成带动力的抵消。因此,作用于岩石圈底面的粘性带动力是不足以使板块克服各种阻力而保持匀速运动的。

在“带动说”没有获得成功的同时,提出了板块主动运动的看法,认为板块的驱动力来自板块本身,而板块的主动运动又决定着地幔对流形态。这就出现了板块运动与地幔对流的因果关系之争。板块主动论者认为,俯冲到地幔中的板块在周围高温地幔物质还没有来得及把它加热到与当地同样的温度时,就已下沉到了新的有更高温度的深度,因此,下沉板块比周围地幔物质的温度低,比周围物质的密度大,它受到了一个向下的浮力,人们称之为负浮力。他们认为,就是这个负浮力牵引板块运动的。

Parmentier 和 Turcotte^[10] 根据岩石圈的刚性是板块构造的核心思想,研究了匀速运动的板块对地幔对流的影响。他们把对流的上边界改为刚性匀速运动的边界条件,所得流体层的对流单元,其“纵横比”很大。当板块速度为 3 cm/a 时,纵横比可增加到 5。

在因果关系的讨论中,人们认识到以前把岩石圈与地幔内的运动分开了,实际上岩石圈是出露的地幔,是冷却了的地幔物质,岩石圈的运动应当是地幔对流的一个组成部分。因此,在地幔对流的同一个对流单元中,必须同时包含刚性的岩石圈和可以流动的软流圈,而且要在同一个对流单元中,实现流变性质的转换。在这个方向上迈出第一步的是 Houston 和 DeBremaecker^[11]。他们从前面给出的统一的流体力学方程组出发,对岩石圈和软流圈都采用线性本构关系,引进了粘性系数随温度的强度 μ 效应。由于岩石圈温度低,粘性系数比其下面的地幔物质的粘性系数大几个数量级。用岩石圈的高粘性系数区代表板块,得到板块内各点的运动速度大致相同。因此,高粘性系数可以代替板块的刚性。他们得到的最大纵横比为 8.6。当然,这项著名的工作还存在一些需要改进的地方。首先,板块内的速度并非完全等于常数,板块内还有一定的变形;其次,由于岩石圈底面附近的大粘度梯度,影响了数值实验的准确性和稳定性。后来的数值实验表明,若把岩石圈变厚、变粘,能很好模拟板块的刚性,但板块运动速度太小;若把岩石圈变薄、变软,则可以得到与观测相符的板块速度,但板块刚性不好。Kopitzke^[12] 和 Schmeling^[13] 等将岩石圈用非牛顿流体,软流圈用牛顿流体模式,并在岩石圈内加上两个较软的弱区,以模拟板块边界附近的岩石圈中的变形,这样才能既保持了岩石圈的刚性,又获得了与观测相符的板块速度。

三、上地幔对流与全地幔对流之争

1975 年美国 Princeton 大学出版社出版了 Cathles 的《地幔粘度》一书,书中的结论是,上下地幔粘性系数相差不大,均为 $10^{21}\text{Pa}\cdot\text{s}$ 左右。1976 年 Peltier 用另外的方法得到同样的结论。这样一来,700 km 间断面作为流变性质的障碍,阻止对流穿透到下地幔的理由也就不存在了。1977 年 Sammis 等^[14]、O'Connell 等^[15] 和 Davies^[16] 主张全地幔对流的文章几乎同时独立发表,并很快获得了相当广泛的支持。

全地幔对流的数值实验,要求引进几个难度较大的新因素。例如,必须把二维改为球壳的三维问题;又如,由于对流层厚度大到了与绝热温度梯度发生显著变化的特征距离相

当的程度,必须引进压缩性效应。更大的困难是,核幔边界成了地幔对流的边界面,必须给出该界面上的温度和运动速度的边界条件,数值实验才能进行。地球液体外核的运动,是与磁流体力学以及湍流有关的更复杂的对流运动,与地磁场的产生和变化有关。使地核成为维持和重新产生磁场的地球发电机,到底是由什么驱动的,现在还没有定论。如果是热驱动的,则外地核的运动将与地幔,甚至地表的运动有很大的关系;如果是化学成分的差异驱动,则地核与地幔可能是热孤立的,至少地核对地幔的影响很小。

近几年全地幔对流的数值实验有了不少进展。Zebib 等^[17]完成了球壳中常粘性的数值实验;Chapman^[18]完成了以下边界为等热流条件的数值实验;Jarvis^[19]引进了压缩性效应,等等。

1979年 Schubert^[20]发表了一篇有关行星内部对流研究的评述性文章。文中逐条反驳了支持上地幔对流的论据,详细讨论了全地幔对流的特点及其在地球演化过程中的作用。

但是,1979年 O'Nions 等^[21]根据他们对各种类型岩浆源喷出的岩浆中的 Sm-Nd (钐-钕)数据推测,大洋中脊玄武岩供给区的体积大约是地幔体积的三分之一。体积占全地幔的三分之一的上地幔层深恰好为 670 km,与地震间断面的位置恰好一致。这一地球化学证据,支持了上地幔对流的主张,并使上地幔对流论者重新活跃起来。1981年 McKenzie 和 Richter^[22]提出了地幔内两层对流的模式,并进行了数值实验研究。这种以 670 km 间断面为界面,上、下地幔各成对流系统的模式,就其对地表构造活动的意义而言,是与上地幔对流相同的。从此,上地幔对流与全地幔对流之争,转化为两层对流与全地幔对流之争。1982年 Schubert^[23]指出,两层对流模式中,上、下地幔是热孤立的,它没有全地幔对流那样有效地向地表传输热量,因此,在地温分布和地表热流上,不像全地幔对流那样与观测数据相符。1983年 McKenzie^[24]针锋相对地反驳 Schubert 的论点,认为全地幔对流向地表传热的效率太高,他认为,地幔内放射性元素铀和钍的含量可以根据碳质球粒陨石的成分来估算,因为地球最初是由类似的陨石形成的。只有钾 40 是挥发性元素,它在地幔内的含量比碳质球粒陨石少,应当根据地壳中的钾 40 含量来估算。按 McKenzie 的方法计算,地球内部放射性元素的总热生成率为二千万兆瓦,而由地表热流计算出的全球热散失率为四千万兆瓦。因此,地球正在逐渐变冷。根据地球历史前期喷发的火山成分推断,那时的火山岩浆温度比现在火山岩浆温度高 200 度左右,这也是地球变冷的证据。现在地球散失的热量,部分来自以前的放射性衰变生成的热量。因为地幔不是热的良导体,使得热散失对热生成有一个响应时间。McKenzie 认为,全地幔对流计算得到的响应时间太短了。如果上、下地幔对流是隔离开的,则上地幔可起到一定的热绝缘体的作用。

有关地幔对流深度的争论是如此激烈,那么争论的焦点是什么呢?大家一致认为争论焦点在于 670 km 地震间断面的性质。1979年刘林根 (Liu, L. G.)^[25]提出,如果 670 km 地震间断面的出现只是由于均匀化学组分的地幔产生的相变,那么地幔对流就不会受到阻挡,全地幔对流就会发生。然而,如果 670 km 间断面标志着地幔化学组分的变化,对流就不能穿越该间断面,而被限制在上地幔。

1975年 Schubert 等^[26]在讨论相变对地幔对流影响的数值实验中,曾得出 670 km 吸

热相变对地幔对流不起阻碍作用的结论。1976年 Sammis^[26]根据 Richter^[27]有关化学组分的密度差在对流稳定性分析中所起作用的数值实验结果,推论出 0.01% 的化学组分密度差就足以建立分层对流,这可能就是刘林根提出上述论点的依据。1982年 Olson 等^[28]的有限振幅对流与相变相互作用的数值实验结果得出,只有克拉贝龙斜率达到 $-300\text{bar}/\text{度}$ 的相变,才能阻止对流穿越 670 km 间断面。这使人们更加相信刘林根的论点。

七十年代前期,一般将 670 km 间断面出现的 6—11% 的密度跳跃归因于尖晶石 (Mg, Fe)₂SiO₄ 向其各组成元素的氧化物的相变。1976年刘林根^[29]根据实验数据,提出 670 km 间断面是尖晶石向钙钛矿和方镁石的相变。1982年 Ito 和 Yamada^[30]的实验进一步证实了刘林根的结果,并得到该吸热相变的克拉贝龙斜率为 $-20\text{bar}/\text{度}$ 。

1983年 Lees^[31]从 670 km 处的强反射现象推断,这个间断面的转换区必定很薄。然而,连续多变元相变的转换区是不可能很薄的。因此,他认为 670 km 间断面可能是化学组分的间断面。根据下地幔中铁富集是最有可能的化学分异过程的传统看法, Jeanloz 和 Thompson^[32]提出,下地幔铁含量增加 5—10%,而且证明,这与下地幔的地震模式是一致的。如果把 670 km 间断面的密度跳跃中的 2—4% 归因于铁含量的变化,数值刚好相符。1982年 Watt 和 Ahrens^[33]认为,下地幔的密度和弹性模量要求它的成分具有辉石的化学计算系数比,这与上地幔的尖晶石相比,得出化学成分引起密度跳跃超过 5%。

根据上述结果,不难得出结论: 670 km 间断面出现的 6—11% 的密度跳跃,部分归因于化学组分变化,部分归因于相变。1984年 Christensen 和 Yuen^[34]讨论了下沉岩石圈板块分别与纯化学组分变化间断面,纯相变界面,以及化学组分变化和相变共存的界面的相互作用。他们利用非定常二维模式,忽略粘性耗散和内部热源效应,对同时包含岩石圈和软流圈的对流系统进行了数值实验。实验结果表明:对纯化学组分变化界面,密度跳跃必须超过 5% 才能阻挡全地幔对流发生,但此时下沉岩石圈仍然能够冲进 670 km 间断面之下 200 km 的深度;对纯相变界面,只要克拉贝龙斜率达到 $-60\text{bar}/\text{度}$,也可以阻挡全地幔对流发生,而下沉岩石圈能冲到 670 km 之下 130 km 的深度;而对化学组分变化和相变共同存在的界面,当 670 km 相变的克拉贝龙斜率取 Ito^[30] 等最近给出的一 $20\text{bar}/\text{度}$ 时,只要化学组分变化引起的密度差小于 2—3%,全地幔对流仍然能够发生。

当然 Christensen 和 Yuen 的数值实验还有一些地方有待改进,例如,他们忽略的粘性耗散效应对下沉岩石圈的软化过程是非常重要的因素,忽略这个因素,等于强化了下沉岩石圈穿越 670 km 间断面的能力。但是,他们的数值实验结果相对于刘林根的简单判别准则而言,无疑是个重要的进展。从 Christensen 和 Yuen 的数值实验结果中,我们也可以看到,要想搞清地幔对流的形态和它在地球动力过程中的作用,当务之急是彻底搞清 670 km 间断面的性质,并给出该间断面的有关化学物理参数的准确数值。

参 考 文 献

- [1] Isacks, B., Molnar, P., Distribution of stresses in the descending lithosphere from a global survey of focal mechanism solutions of mantle earthquake, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 9, 103—174, 1971.
- [2] Tozer, D. C., The present thermal state of the terrestrial planets, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 6,

- 182—197, 1972.
- [3] Richter, F. M., Mantle convection model, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **6**, 9—19, 1978.
- [4] Parmentier, E. M., Turcotte, D. L. and Torrance, K. E., Studies of finite amplitude non-Newtonian thermal convection with application to convection in the earth's mantle, *J. Geophys. Res.*, **81**, 1839—1846, 1976.
- [5] Cserepes, L., Numerical studies of non-Newtonian mantle convection, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **30**, 49—61, 1982.
- [6] Vening Meinesz, F. A., Thermal convection in the earth's mantle, in *Continental Drift*, edited by S. K. Runcorn, 145—176, Academic, New York, 1962.
- [7] Knopoff, L., The convection current hypothesis, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **2**, 84—123, 1964.
- [8] Schubert, G., Yuen, D. L. and Turcotte, D. L., Role of phase transitions in a dynamic mantle, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **42**, 705—735, 1975.
- [9] Christensen, U., Phase boundaries in finite amplitude mantle convection, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **68**, 487—497, 1982.
- [10] Parmentier, E. M., Turcotte, D. L., Two-dimensional mantle flow beneath a rigid accreting lithosphere, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **17**, 281—289, 1978.
- [11] Houston, Jr. M. H., De Bremaccker, J. Cl., Numerical model of convection in the upper mantle *J. Geophys. Res.*, **80**, 742—751, 1975.
- [12] Kopitzke, U., Finite element convection models: comparison of shallow and deep mantle convection and temperature in the mantle, *J. Geophys.*, **46**, 97—121, 1979.
- [13] Schmeling, H., Jacoby, W. R., On modeling the lithosphere in mantle convection with non-linear rheology, *J. Geophys.*, **50**, 89—100, 1981.
- [14] Sammis, C. G., Smith, J. C., Schubert, G. and Yuen, D. A., Viscosity-depth profile of the Earth's mantle: effects of polymorphic phase transitions, *J. Geophys. Res.*, **82**, 3747—3761, 1977.
- [15] O'Connell, R. J., On the scale of mantle convection, *Tectonophysics*, **38**, 119—136, 1977.
- [16] Davies, G. F., Whole mantle convection and plate tectonics, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **49**, 459—486, 1977.
- [17] Zebib, A., Schubert, G. and Straus, J. M., Infinite prandtl number thermal convection in a spherical shell, *J. Fluid Mech.*, **97**, 257—277, 1980.
- [18] Chapman, C. J., Childress, S. and Proctor, M. R. E., Long wavelength thermal convection between non-conducting boundaries, *Earth Planet. Sci. Let.*, **52**, 277—284, 1981.
- [19] Jarvis, G. T. and McKenzie, D. P., Convection in a compressible fluid with infinite prandtl number. *J. Fluid Mech.*, **96**, 515—583, 1980.
- [20] Schubert, G., Subsolidus convection in the mantles of terrestrial planets, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **7**, 289—342, 1979.
- [21] O'Nions, R. K., Evensen, N. M. and Hamilton, P. J., Geochemical modeling of mantle differentiation and crustal growth, *J. Geophys. Res.*, **84**, 6091—6101, 1979.
- [22] McKenzie, D. and Richter, F. M., Parameterized thermal convection in a layered region and thermal history of the earth, *J. Geophys. Res.*, **86**, 11667—11680, 1981.
- [23] Spohn, T. and Schubert, G., Model of mantle convection and the removal of heat from earth's interior, *J. Geophys. Res.*, **87**, 4682—4696, 1982.
- [24] McKenzie, D., Earth's mantle, *Scientific American*, **249**, 67—78, 1983.
- [25] Liu, L. G., On the 650-km seismic discontinuity, *Earth Planet. Sci. Let.*, **42**, 202—208, 1979.
- [26] Sammis, C. G., The effect of polymorphic phase boundaries on vertical and horizontal motions in earth's mantle, *Tectonophysics*, **35**, 169—182, 1976.
- [27] Richter, F. M. and Johnson, C. E., Stability of a chemical layered mantle, *J. Geophys. Res.*, **79**, 1635—1639, 1974.
- [28] Olson, P. L. and Yuen, D. A., Thermochemical plumes and mantle phase transitions, *J. Geophys. Res.*, **87**, 3993—4002, 1982.
- [29] Liu, L. G., Orthorhombic perovskite phases observed in olivine, pyroxene and garnet at high pressures and temperatures, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **11**, 289—298, 1976.
- [30] Ito, E. and Yamada, H., Stability relations of silicate spinels, ilmenites, and perovskites, in *High Pressure Research in Geophysics*, edited by S. Akimoto and M. H. Manghani, 405—419, Center for Academic Publishing, Tokyo, 1982.
- [31] Lees, A. C., Bukowinski, M. S. T. and Jeanloz, R., Reflection properties of phase transitions and compositional change models of 650-km discontinuity, *J. Geophys. Res.*, **88**, 8145—8159, 1983.

- [32] Jeanloz, R. and Thompson, A. B., Phase transitions and mantle discontinuities, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **21**, 51—74, 1983.
- [33] Watt, J. P., and Ahrens, T. J., The role of iron partitioning in mantle composition, evolution and scale of convection, *J. Geophys. Res.*, **87**, 5631—5644, 1982.
- [34] Christensen, U. and Yuen, D. A., The interaction of a subducting lithospheric slab with a chemical or phase boundary, *J. Geophys. Res.*, **89**, 4389—4402, 1984.

NUMERICAL EXPERIMENT STUDIES OF CONVECTION IN THE EARTH'S MANTLE

LI YIN-TING

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Abstract

Numerical experiment is a basic method in the study of Earth's mantle convection. In the present paper, the main advances which have been made in the field of mantle convection for the last twenty years are summarized; new concepts and new ideas proposed in every stage of the research development are introduced and reviewed. The issue of upper vs whole mantle convection is critically discussed.