

地 幔 对 流

—地球流体力学问题之一—

中国科学院力学研究所 黄瑞新 王建安

自从五十年代中期发现海底中巨大的洋脊体系以来,包括海底条带状地磁异常对称图形、转换断层以及岛弧和深海沟地区重力和热流异常等重大发现接踵而来。这些发现及其科学解释,使本世纪初叶由魏格纳等人首创的大陆漂移科学设想得到了新生。最近十年来,大陆漂移、海底扩张和板块大地构造假说已为绝大多数地球科学工作者所接受。地幔对流作为板块运动的推动力,正在作为流体力学和流变学的一个重要课题而在广泛地研究着。

一 研究地幔对流的意义

地幔内高温区域中上升的物质,从横贯全球所有大洋的中洋脊顶部裂谷流出,形成新的玄武岩海洋地壳,以中洋脊为中线的海底不断向两侧扩张。运动的板块在相会的界面上,或者是海洋地壳向着大陆地壳下部俯冲(形成所谓消减带),重新消失在地幔中,而在大陆外缘形成一系列岛弧和深海沟;或者是板块之间形成转换断层而相互滑移;或者是两个大陆相遇而形成绵直高耸的山脉,而部分大陆地壳也要回返到地幔中去。这就是现代板块大地构造假说的概貌。而这些以中洋脊和消减带为边界的地壳板块之所以能够互相运动,必须由地幔中的大尺度对流运动才能得到足够的水平作用力。

所以,可以说地幔对流是板块大地构造假说的支柱。而且,由于人生相对于大陆漂移的地质年代来说是太短暂了,所以从理论和实践上来论证地幔存在对流,将是使这个假说成为真理的重要依据。

从全球地震90%以上分布在板块的消减带附近,可以明显地看出地震与地幔对流的密切关系。在消减带,深源地震分布在一个与水平面倾斜 45° 左右的斜面上。这正是参与地幔对流的海洋地壳向着大陆地壳俯冲的交面,在那里,地壳岩石间的相对错动和断裂产生了地震。而破坏性最大的地震,是在大陆的断裂带上发生的浅源大地震。这些断裂带的形成和继续错动,从根本上来说,也是板块之间的挤压和滑移形成了巨大水平应力集中而造成的。

所以说,对地幔对流的研究,将给地震的预测预报理论提供合理的基础,特别是对

历史年代地震活动的周期性,对强震的长期和中期预报,提供有力的根据。

地下矿产资源的分布,同地壳的生成与发育及地球的发展史有紧密的联系。根据现代较为合理的假说,地球是由原始太阳系星云物质的一部分在收缩过程中凝结成固体物质,然后积聚而成。在这个缩聚过程中,由于引力收缩以及放射性物质的衰变,至少会形成局部的熔化。这个因素再加上物质流变形成的对流,加速了地球物质的分层化,从而形成现在的地壳、地幔、地核的三层结构。这是一个不稳定的热对流,而且种种迹象表明,这个过程至今仍在地幔中以较小的规模和较为稳定的形态继续进行。

所以,研究地球形成初期的热对流机制,与地球形成初期的物理化学过程结合起来,是研究地球发展史的一个重要方面。它对研究地壳的起源和发育,对研究地壳内部资源的成矿规律,都有着指导意义。特别是由于现代地幔对流还在形成新的海洋地壳(现在的海洋地壳年龄,最老的不过二亿年左右)。例如在消减带,由于海洋板块向下俯冲入地幔中,海底地壳上亿年的沉积物大量堆积在大陆板块的前沿,而且俯冲的海洋板块,上覆的大陆板块和中间的地幔,都可能部分熔融而上升,所以石油无论是生物成因或是地球中碳氢元素的富集成因,板块构造和地幔对流假说都为大陆架及其附近发现油气储存提供了可能的理论根据。同样,地球上广泛分布的由上升地幔羽所形成的热斑,对于石油和其他矿物的成矿规律也可能有一定的联系。

二 地幔对流研究的历史和现状

1. 地幔的物理化学性质

由于地幔处于地面下几十公里深处,直接研究地幔的性质有一定的困难。所以关于地幔的性质目前大多属于推测性。地幔的主要成分是以橄榄岩为主。在400公里深处,有一相变面,是由橄榄岩(属斜方晶系)转化为尖晶石,密度约增加10%,这一点已由实验室中的高压试验证实了。在600公里深处,尖晶石将进一步分解为更重的氧化物(如方镁石,超石英等),但目前实验室条件下尚未能证实。随着深度的再增加,物质结构基本不变,但密度略大,可能是下地幔中含铁量加大之故。

研究地幔的物理性质,目前只能靠间接的方法。其中主要的手段是通过地震波来研究。由地震时纵波、横波的走时表可以得出地幔的弹性数据。再作适当的假定,就可以导出地幔中的密度分布、比热和热胀系数等参数。

地幔对流中的一个关键参数是地幔的粘度。关于这个问题,长期以来争论不少。地幔物质对于地震波这种瞬时性的运动来说,表现为理想的弹性固体。但对于以1000万年为时间尺度的地质运动来说,它却是一种典型的粘性流体——即表现为固体的蠕变。在更新世末期(约10,000年前),由于冰川的迅速融化,冰川下的大陆开始缓慢回升。不少作者根据芬诺斯堪迪亚附近的重力异常值,推算了地幔的粘度。McConnell(1965)对芬诺斯堪迪亚的冰期后上升进行了富利叶分析,得出上地幔的粘度随深度变化,在200—400公里深处粘度最小,约为 10^{21} 泊,而在1000公里以下,粘度增大到 10^{22} — 10^{24} 泊。后来有人指出,他所采用的模型是平板,缺少地球曲率项,不符合实际情况。Cathles

(1975) 对此作了详细的分析, 指出赤道的隆起证明下地幔参与了冰期后的上升运动, 因此对于大尺度的上升现象, 应采用球坐标中的模型, 计算表明, 沿深度不变的粘度 10^{22} 泊可以很好地证实上升运动。

研究固体蠕变机理的另一途径是采用固体力学中的微观理论分析。由于地幔是高温 (1000°K 以上), 高压 (100—1000 千巴), 长时间 (1000 万年) 的运动, 进行实验室的人工模拟很困难。但采用理论推算, 结果却是令人满意的。对于多晶体的蠕变,

$$\dot{\varepsilon} = \frac{10DV_0}{kTR_0^2} \sigma$$

其中 R_0 为晶体半径, V_0 为原子体积, D 为扩散系数。

$$D = D_0 \exp \left(- \frac{E^* + PV^*}{kT} \right)$$

其中 E^* 为过程的活化能, V^* 为活化体积, P 为压力。故可能扩散蠕变的粘度为

$$\eta = \frac{kTR_0^2}{10D_0V_0^2} \exp \left(\frac{E^* + PV^*}{kT} \right)$$

Gordon (1965) 计算了这一理论值, 结果和当时对冰期后上升所得的粘度值一致。但按 O'Connell 的观点, 过去高估了地幔的粘度是由于高估了活化体积 V^* 。实质上在下地幔中由于密度和温度上升, 故粘度实际上基本不变。

2. 地幔对流的基本问题

过去人们均认为下地幔的粘度比上地幔要高 1—2 个数量数, 故不大考虑下地幔的对流, 因此目前的大多数工作均只考虑上地幔的对流。但特别自从 Cathles 在 1973 年首次指出下地幔的粘度和上地幔相当以后, 不少人开始考虑整个地幔的对流。因为对应着巨大的太平洋板块 (~6000 公里) 和 Caribbean 板块 (~1000 公里), 显然地幔对流的尺度是相差很大的。特别是 1976 年又发现了下地幔中存在地震波的大尺度异常现象, 显然是由于地幔流动所致。因此, 有人提出整个地幔均参与对流, 其垂直尺度可达 3000 公里。其中又分为大尺度对流 (全地幔的对流, 是由地核的热源和地幔内部的热源所致, 它与热斑现象有密切的联系) 和小尺度对流 (上地幔自身的对流)。

描述全地幔的对流, 要采用球坐标中的四个偏微分方程, 其中有三个是非线性的, 这给计算机模拟地幔对流带来了很大的困难。为了能简便地得到一些有益的结果, 以下仅限于讨论平面板块下的二维对流。

描述地幔对流的基本方程为

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + 2\varepsilon_{ijk} \Omega_j u_k = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (1)$$

$$\rho c_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + u_i \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} - \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} \right)_s \right) \right] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + H + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

$$\rho = \rho_0 [1 - \alpha (T - T_0)] \quad (4)$$

其中 H 为地幔中放射性元素引起的内部生热率， $\vec{\Omega}$ 为地球自转角速度， α 为热膨胀系数， $(\nabla T)_s$ 为绝热温度梯度， Φ 为在旋转坐标系中的表观重力势：

$$\Phi = U + \frac{1}{2} | \vec{\Omega} \times \vec{r} |^2 \quad (5)$$

即重力势与旋转离心力势之和。

在上述方程中，最主要的一个简化假设是认为密度是连续的。且不随压力的改变而变化。但实际上在地幔中，存在密度间断面，它对地幔对流是有显著影响的。对于上地幔对流而言，采用Boussinesq近似是合适的，即认为流体是不可压缩的，除了浮力项外，在其他各项中均认为 ρ 是不变的 ρ_0 。

地幔对流可以认为是一种非牛顿流体运动，但采用牛顿流体的假设可以简化计算，而且所得的结果在定性和定量方面来说都是较符合的。此时粘性力为

$$\tau_{ij} = \rho \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

而地幔对流所对应的速度极低，粘性极大，故其典型的雷诺数为 $Re \approx 10^{-20}$ ，而普朗特数 $Pr \approx 3 \times 10^{23}$ ，其特征衰减时间仅为 10^{-6} 秒，所以对地幔对流而言，方程(1)左方的惯性力和科氏力项均可以略去，而我们实际上是研究一种Pr数为无限大的热对流现象。

另外，方程(2)中的 $\tau_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$ 项是表示粘性力生热项，在Boussinesq近似下亦可以略去。于是方程(1) — (3)可以简化成

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 \nabla^2 \vec{u} &= \rho_0^{-1} \nabla p + \alpha (T - T_0) \vec{g} \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= -\nabla \cdot (T \vec{u}) + \varepsilon + K \nabla^2 T \\ \nabla \cdot \vec{u} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

其中 $\varepsilon = H/C_p \rho$ ， $K = k/C_p \rho$ ， $\vec{g} = \nabla \Phi$ ，我们还可以对第一方程取旋度运算，而消去 p ，得

$$\nu \nabla^2 \vec{\omega} = \alpha \nabla T \times \vec{g}$$

其中 $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u}$ 。因此上述方程组所表示的热对流是由浮力矩产生的涡旋与粘性耗散间的一种平衡关系。

总之，从理论上来说，上地幔的对流可以归结为在Boussinesq近似下的高瑞利数的热对流。不少作者在这方面开展了理论研究和实验研究，包括数值模拟实验。对于下边界加热的情况，无论是对自由边界条件或是对固定边界条件，在瑞利数较小时，都是一种稳定的热传导作用。在瑞利数超过临界值(1700)以上时，则出现不稳定的对流。假如考虑到热源是分布在流体内部的，则临界瑞利数将增加到2700左右。但是地幔所对应的瑞利数为 $1 - 4 \times 10^6$ 的数量级(对不同的热源模型)。所以说，从理论的角度来看，地幔中的传热机理应是热不稳定对流。

也有少数作者研究了球坐标中的全地幔对流，即认为地球半径从0.55以外的整个地

幔参与了对流运动。Chandrasekhar (1953) 首先导出了一阶球对流, Runcorn指出他的计算和地貌所导出的对流胞数及卫星重力资料的强五次谐波是一致的。

虽然目前主要的工作限于以平板二维对流模型来模拟上地幔的对流, 有许多地方是大大简化了。但是从数值模拟的结果所得到的海岭上的热流分布, 海岭的地貌和重力异常值的推算等和实测值之间还是基本符合的, 虽然还存在个别问题, 但无疑整个地幔对流学说正在日趋完善。

3. 热斑和地幔羽的流体力学

热斑和地幔羽是地幔内部流动现象的一个重要内容。一般来说, 热斑是发源于地幔深部的上升运动的羽状物的表面形态。它表现为海洋板块内线状排列的岛链(热斑火山及其遗迹), 以及大陆上大范围的富碱玄武岩成分的隆起的穹丘。目前已发现的热斑有120个以上。

由于地幔物质的物理化学性质并非十分清楚, 而且地幔物质的对流机理的研究尚属开始, 所以对于热斑及地幔羽的生成机理和流动特点更是推测居多, 而且不同的观点争论也很热烈。例如, 地幔羽究竟是生成于对流区之下还是对流区中的死区? 热斑相对于板块运动是基本上不动的呢(J. T. Wilson), 抑或地幔羽上升的动力来源于地幔的水平运动呢(D. A. Yuen等)等等。

至于地幔羽的理论分析, 由于与地幔对流问题的同样困难, 迄今为止, 还只限于简化为二维问题来计算。Parmentier等对圆柱形、底部加热的变粘度牛顿流体进行了数值计算, 得出了类似羽状的结构。

因为在狭窄的上升流动中, 上升速度和温度在水平横切面上有较大的变化, 我们可以采取二维自然对流边界层模型。

在无限大普朗特数流动基本方程中, 设热扩散率为常数, 并且略去粘性耗散项, 再利用边界层近似, 得到下列连续方程、垂直方向动量方程和能量方程:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial x_j} + \rho g \alpha (T - T_\infty) = 0 \quad (10)$$

$$u_i \frac{\partial T}{\partial x_i} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} - K \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} = 0 \quad (11)$$

将方程组无量纲化, 在给定的边界条件下可得到近似解析解, 利用实验研究确定的流变参数, 可以得到流动的羽状结构。在几百公里的垂直距离上, 温度边界层可以小于几十公里, 而上升速度对于不同的 $(T_m - T_\infty)$, 可以在每年10厘米以上到每年数米。由于地幔对流引起的板块运动只有每年数厘米的量级, 这似乎从理论上解释了热斑的相对固定。

四 存在的问题和今后的方向

地幔对流系大陆漂移和板块运动的原动中, 但至今大陆漂移也只是一种间接的推

断,目前尚未有直接测量来加以证实。美国宇航局在1976年5月发射了激光地球动力学卫星(Lageos),卫星上装有426块精密的反射器,以期用激光来进行大地测量。预期在1980年测量精度将提高到2厘米,因此利用此卫星将可以直接实测大陆漂移(因为根据种种途径推算,太平洋板块的扩张速度约为4厘米/年)。利用卫星作精确的大地测量,以及从卫星轨道数据的精确分析将提供地球各个部分的重力异常情况,为地幔的对流提供间接的数据验证。

地幔物质至今仍然是看不到,摸不着,对于它的性质多属推测性。从理论上讲,海洋地壳最薄,只有5—8公里。所以在不久的将来,也许超深钻将首次揭开地幔的内幕,为我们提供直接的第一手资料。但是同时应重视地震波等作为研究地幔的手段。利用地震波来研究地幔的性质,从数学上讲,是在三维空间中波动方程的反演问题,难度较大。但是地震波可以揭示出地幔深层的密度和其他参数的大尺度异常现象,这对今后深入研究地幔的对流可能提供有力的证据和数据。

地幔物质的流变是固体在极端条件下的蠕变,应当重视这方面的理论研究,并在实验室条件下进行简化的模拟实验。但由于地质时间尺度太大(1000万年),压力极高(1000千巴),温度在1000°K以上,更有必要加强理论的研究。

地幔对流的最主要问题是至今地幔对流的尺度仍然是不清楚的。过去大量的工作仅限于上地幔的对流,所采用的模型大都是平板下的二维对流模型。但是这显然是不够的,全地幔的大尺度对流应当采用球坐标。而在全地幔对流中, ρ 的变化较大,是否还能采用Boussinesq近似,也是值得考虑的。地球内部热源的机理以及地幔的粘度至今仍然是一个有争议的问题,不同的机理模型所得的结果显然会有较大的差别。如果通过地震波等手段能断定地幔对流的尺度,则这个问题就会大大前进一步。

地幔对流归结为无限大普朗特数下的不稳定热对流,在这方面还应当开展理论研究,特别是在球坐标下的有限幅度对流,要求处理复杂的非线性偏微分方程,但目前这方面的工作仅是开端中。作为一个简化,可以首先研究在Boussinesq近似下的球层对流情况。

而在热斑和地幔羽存在的情况下来考虑整个地幔的对流机理,就更为复杂。首先是整个物理模型复杂了:除了要考虑大尺度的不均质现象,还要考虑地幔羽中相对尺度较小的垂直运动现象;这两种运动之间的关系,即热斑是否能产生新的中洋脊,地幔羽是否可能演化为新的大尺度对流上升地段?

地幔对流的复杂性和重要性,给我们提供了丰富而深刻的研究课题,要求我们进一步有机地把大量地球物理资料用流体力学的工具联系成一个统一的整体。

参 考 文 献

- [1] Hurley, P.M., The confirmation of continental drift, *Scien. Amer.*, (April 1968)。
- [2] Cathles, III, L.M., *The Viscosity of the Earth's Mantle*, Princeton (1975)。

- [3] O'Connell, R.J., On the scale of mantle convection, *Tectonophysics*, 38, 1—2 (1977) .
- [4] Mckenzie, D.P., Convection in the earth's mantle: towards a numerical simulation, *J. Fluid Mechanics*, 62 (1974) .
- [5] Turcotte, D.L., et al., Mantle convection and global tectonics, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 4 (1972) .
- [6] Turcotte, D.L., et al., Convection in the Earth's Mantle, *Methods in Compu. Phys.* Vol 13 (1973) .
- [7] Burke, K.C., et al., Hot spots on the earth's surface, *Scien. Amer.*, 235, N (Aug.1976) .
- [8] Parmentier, E. M., et al., Numerical experiments on the structure of mantle plumes, *J. Geophys. Res.*, 80 (1975) , 4417—4425 .
- [9] David, A.Yuen, et al., Mantle plumes, A boundary layer approach for newtonian and non-newtonian temperature-dependent rheologies, *J. Geophys. Res.*, 81, 14 (1976) .