

# 地幔的蠕变性质

郭自强 谢小碧\*

(中国科学技术大学地球及空间科学系)

## 摘 要

地幔的蠕变特性是地球物理学中一个普遍关心的问题。本文以地球模型和地球热模型为基础,结合理论导出的蠕变方程和岩石蠕变实验的结果,考虑到温度、压力、晶粒直径及相变过程对地幔流变特性的影响,计算了整个地幔的蠕变性质和等效粘滞性。

结果表明,当晶粒直径  $d \leq 1$  毫米时,扩散蠕变是主要的,地幔行为与牛顿流体相似。当  $d \geq 10$  毫米时,幂函数蠕变成为主要的形变机制,地幔呈非牛顿粘滞性。从得出的结果来看,并不存在高粘的下地幔。

## 一、引 言

在长时间应力作用下固体发生的永久形变称为蠕变,地幔蠕变性质对研究地球内部的运动学问题和动力学问题来说都是很重要的,因而一直为地球物理工作者所注意。稳态蠕变特性是通过联系应力和应变速度的流变方程  $\dot{\epsilon} = f(\sigma)$  来描述的,其中  $\dot{\epsilon}$  是应变速度,  $\sigma$  是应力。对于应力与应变速度成线性关系的物质,可以用粘滞系数  $\eta$  表示它的粘性,  $\eta$  是常数,定义为  $\sigma$  与  $\dot{\epsilon}$  之比。对于应力与应变速度成非线性关系的物质,通常定义一个等效粘滞系数  $\eta_{\text{等效}} = \sigma/2\dot{\epsilon}$  来描述材料的流变特性。这时  $\eta_{\text{等效}}$  不是常数,而是应力或应变速度的函数。

研究地幔的蠕变特性通常有三种途径:一是由宏观观测资料反演地幔粘滞性,例如利用冰期后地表回升,地球的过度椭率等;二是对构成地幔的岩石材料进行高温(或高温高压)蠕变实验,得出它们的蠕变曲线;三是从物质的微观结构出发,在一些简化模型下利用扩散和位错运动的规律导出蠕变方程。宏观资料反演是在一定的简化模型下进行的,所得到的大多是整体性的结果。尽管如此,它却为确定地幔流变特性提供了可供比较的观测数据。岩石蠕变实验是获得蠕变特性的直接方法,然而由于条件限制,实验所能达到的应变速度通常是  $10^{-5} - 10^{-8} \text{s}^{-1}$ ,这大大高于自然界中的实际应变速度 ( $10^{-14} - 10^{-16} \text{s}^{-1}$ ),要把实验结果用于地幔中的形变过程就必须借理论做适当的外推。

在从微观机制对地幔蠕变特性的研究工作中, Gordon (1965)、Weertman (1970) 研究了等效粘滞性随深度的变化。Stocker 和 Ashby (1973)、Ashby 和 Verrall (1978) 给出了各种蠕变机制的流变方程并讨论了它们在上地幔的相对重要性,但工作范围仅限于 500 公里深度以内,没有深入到对确定地幔对流深度至关重要的下地幔。以上工作均未

本文 1981 年 3 月 26 日收到,1981 年 6 月 8 日收到修改稿。

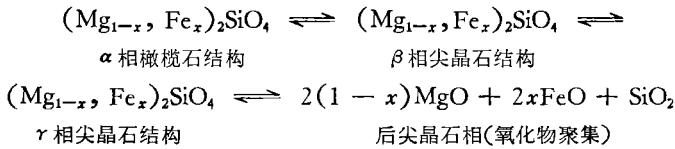
\* 现中国科学院地球物理研究所。

考虑相变面的作用. Sammis (1977) 首先考虑了相变面的影响, 并给出整个地幔中等效粘滞系数随深度的变化, 但他没有详细比较各种蠕变机制的相对重要性.

本文进一步研究了地幔的蠕变特性. 考虑到温度、压力和相变面主要是通过材料中离子的扩散系数来影响蠕变过程的, 我们首先利用地球模型和地球热模型给出的数据, 通过 Keyes 的公式得到扩散过程的吉布斯自由能确定出地幔中的离子扩散系数, 并将它用于理论导出的蠕变方程. 同时利用岩石蠕变实验的数据确定方程中的未知系数, 从而得到整个地幔中不同深度和不同应力条件下的蠕变性质. 在此基础上, 还计算了等效粘滞性随深度的变化, 这一结果与由宏观资料得出的地幔粘滞性相比是一致的.

### 二、地幔的成分和物理条件

对地幔成分和物理条件的推测大多来自地震学和岩石学的资料. 一般认为组成上地幔的主要造岩矿物是橄榄石  $(Mg, Fe)_2SiO_4$ , 其中镁橄榄石的成分约占 90%. 在整个地幔中岩石的化学成分变化不大, 但随着温度和压力的增加将经历几次固-固相变. 由实验室中得到的粗略相图可以知道, 相变的顺序依次为



每一种转换都产生一种更加致密的结构. 地幔中的实际相变过程是在一个有限深度区内逐步完成的, 为了简单起见我们将过程处理为单变转换, 认为转换过程是在一个很小的深度区内完成的, 把转换区域理想化为一个相变面, 在相变面两侧温度和压力是连续的. 地震资料给出的地球模型揭示出地幔中确实存在若干间断面. 图 1 为 Dziewonski (1975) 给出的地球模型, 在 420 公里和 670 公里深度有两个主要间断面, 这被认为相应于上述的橄榄石-尖晶石转换和尖晶石-后尖晶石相的转换, 而  $\beta$  相与  $\gamma$  相的物理性质差别不大, 不形成间断面. 但也有人认为在 525 公里左右存在另一个间断面, 相当于  $\beta$  相和  $\gamma$  相之间的转换. 地球模型中还给出了密度  $\rho$ 、流体静压力  $P$  和各种弹性模量随深度的变化.

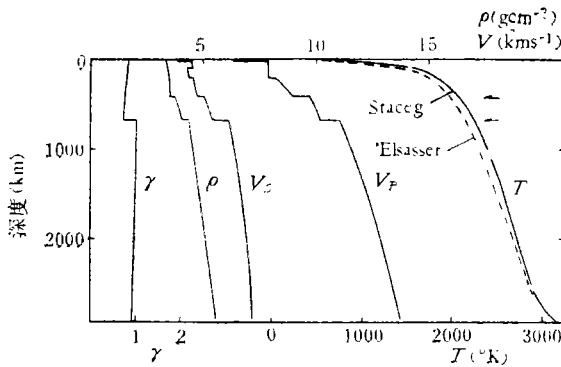


图 1 地球模型和地球热模型

图 1 也给出了 Stacey (1977) 和 Elsasser (1979) 所提出的地球热模型. 这两个模型中给出的温度曲线在地核中有较大的差别, 但在地幔中符合得很好. 在他们的模型中, 地幔的顶部和底部各有一个温度边界层, 在两个边界层之间的部分地温曲线基本上是绝热的. Stacey 的热模型还给出了地幔中的热力学 Grüneisen 参数  $\gamma$ 、比热  $c_p$  和热膨胀系数  $\alpha$  随深度的变化, 这对我们确定地幔的蠕变特性是非常有用的. 在以下计算中本文采用 Dziewonski 的地球模型和 Stacey 的地球热模型来描述地幔状况.

### 三、多晶岩石中的蠕变机制

地壳和地幔物质主要是小粒晶体组成的多晶聚集, 由上地幔捕虏体中带出的橄榄石来看, 有代表性的晶粒直径为 0.1—10 毫米. 在这种材料中发生的大规模形变过程主要是多晶固体中由连续稳态蠕变所造成的流动, 在地幔条件下可能实现的稳态蠕变机制主要有扩散蠕变 (包括 Nabarro-Herring 蠕变、Coble 蠕变)、幂函数蠕变和位错滑动蠕变等等.

**扩散蠕变** 在非各向同性应力的作用下, 晶粒中离子的扩散会造成多晶材料的形变. 如果离子是沿点阵扩散的, 称为 Nabarro-Herring 蠕变 (Herring 1950), 其蠕变方程是

$$\dot{\epsilon}_{ij} = A_1 \frac{D_V Q}{kT d^2} \sigma_{ij}. \quad (1)$$

当离子沿晶粒间界扩散时称为 Coble 蠕变 (Coble 1963), 其蠕变方程是

$$\dot{\epsilon}_{ij} = A_2 \frac{D_B Q \pi \delta}{kT d^3} \sigma_{ij}. \quad (2)$$

上两式中  $\dot{\epsilon}_{ij}$  是偏应变速度张量,  $\sigma_{ij}$  是偏应力张量,  $A_1$ 、 $A_2$  是常数系数,  $k$  是玻尔兹曼常数,  $T$  是绝对温度,  $d$  是晶粒的平均直径,  $Q$  是扩散离子的体积,  $D_V$  和  $D_B$  分别是离子的点阵扩散系数和晶粒间界扩散系数,  $\delta$  是晶粒间界厚度.

**幂函数蠕变** 通常称应变速度与应力的幂成正比的蠕变为幂函数蠕变 (power law creep), 这是一种同时涉及扩散和位错运动的过程, 曾提出过许多种机制来解释这种蠕变, 例如, 亚晶粒蠕变、Nabarro 蠕变、攀移控制的位错滑动等等 (见 Weertman 1968, 1970). 这种蠕变可以用以下方程表示:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = A_3 \frac{D_V \mu b}{kT} \left( \frac{\tau}{\mu} \right)^{n-1} \frac{\sigma_{ij}}{\mu}. \quad (3)$$

其中  $A_3$  是常数系数,  $\mu$  是材料的剪切模量,  $b$  是 Burgers 矢量,  $\tau = \left( \frac{1}{2} \sigma_{ij} \sigma_{ij} \right)^{1/2}$  是偏应力张量第二不变量的平方根,  $n$  是无量纲的幂指数.

**位错滑动蠕变** 当温度很低或应力非常大时, 一种单独涉及位错滑动的蠕变将起主要作用. 在大多数岩石或矿物材料中, 原子之间是靠共价键结合在一起的, 控制位错滑动的主要是 Peierls 阻力, 这种情况下的蠕变方程为 (Stocker 和 Ashby 1973)

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_p \exp \left[ - \frac{E_p}{RT} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right)^2 \right] \frac{\sigma_{ij}}{\tau}. \quad (4)$$

其中,  $\dot{\epsilon}_p$  是具有应变速度量纲的常数,  $E_p$  是蠕变激活能,  $R$  是气体常数,  $\tau_0$  是  $0^\circ\text{K}$  时的蠕变应力。

**各种蠕变机制之间的关系** 材料形变过程中有些机制对形变的贡献是可加的, 有些则不可加。例如扩散蠕变之间, 或扩散蠕变与位错蠕变之间都是可加的。而涉及位错运动的蠕变之间, 例如幂函数蠕变和位错滑动蠕变之间则是不可加的, 哪种机制产生的形变速度快哪种机制起作用, 这是因为位错不能同时参加两种运动。在一定的应力作用下, 总的应变速度是

$$\dot{\epsilon}_{\text{总}} = \sum_{\text{可加}} \dot{\epsilon}_{ij} \quad (5)$$

上式右端是各种可加蠕变机制产生的应变速度之和。压力、温度等条件作为参数出现在各个蠕变方程中。

#### 四、温度、压力及相变面对扩散系数的影响

地幔中发生的蠕变过程大多是热激活的原子过程, 方程(1)–(3)中所包含的扩散系数表明离子的扩散在其中起着重要作用, 温度和压力主要是通过扩散系数来影响蠕变过程的。在地幔材料中氧离子的体积最大, 扩散最慢, 因此, 氧离子的扩散直接控制着蠕变速度。下面我们讨论地幔中氧离子的扩散系数。

固体中扩散系数的一般形式为

$$D = D_0 \exp(-G^*/RT) \quad (6)$$

其中  $D_0$  是指数前因子, 它在地幔中变化很小。根据一部分实验的结果, 对橄榄石中的氧离子取  $D_0 = 7.2 \times 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ , 在整个地幔中将其视为常数。  $G^*$  是扩散过程的吉布斯自由能, 由热力学公式知

$$G^* = E^* + pV^* - TS^* \quad (7)$$

其中  $E^*$  是扩散激活能,  $V^*$  是激活体积,  $S^*$  是激活熵,  $p$  是流体静压力。  $G^*$  的全微分为

$$dG^* = \frac{\partial G^*}{\partial p} dp + \frac{\partial G^*}{\partial T} dT = V^* dp - S^* dT \quad (8)$$

Keyes (1963) 把晶体中的缺陷看成连续介质中的变形, 导出这两个偏导数与  $G^*$  的关系为

$$V^* = \frac{\partial G^*}{\partial p} = 2C \left( \gamma - \frac{1}{3} \right) \frac{G^*}{K_T} \quad (9)$$

$$S^* = - \frac{\partial G^*}{\partial T} = 2C \left( \gamma - \frac{1}{3} \right) G^* \alpha \quad (10)$$

$$S^*/V^* = \alpha K_T \quad (11)$$

其中,  $C$  为常系数, 可由实验确定,  $\gamma$  是热力学 Grüneisen 参数,  $\alpha$  是热膨胀系数。  $K_T$  是等温体积模量, 可以根据热力学关系

$$\frac{K_T}{K_S} = 1 - \frac{T\alpha^2 K_T}{\rho c_p}$$

将  $K_T$  用绝热体积模量  $K_S$  表出, 而后者可以从地球模型中得到. 将 (9)、(10) 代入 (8) 式得到

$$dG^* = 2C \left( \gamma - \frac{1}{3} \right) G^* \left( \frac{dp}{K_T} - \alpha dT \right). \quad (12)$$

如果在某一深度上给定  $G^*$  的初值并定出  $C$ , 则可由地球模型中给出的各种量积出  $G^*$ .

穿过相变面时  $G^*$  是不连续的, 因此, 必须建立一个联系相变面两侧值的衔接条件. 我们用角标 1、2 代表各种量在相变面上、下两侧的值. 由于所考虑的是单变转换, 温度和压力在相变面两侧是连续的, 所以  $p_1 = p_2 = p$ ,  $T_1 = T_2 = T$ . 由 (7) 式有

$$G_2^* = G_1^* + (E_2^* - E_1^*) + p(V_2^* - V_1^*) - T(S_2^* - S_1^*),$$

将 (9)、(10) 代入可以解出

$$G_2^* = \frac{G_1^*(1 - pM_1 + TN_1) + (E_2^* - E_1^*)}{1 - pM_2 + TN_2}, \quad (13)$$

其中

$$M_i = 2C_i(\gamma_i - 1/3)/K_{Ti},$$

$$N_i = 2C_i(\gamma_i - 1/3)\alpha_i \quad i = 1, 2.$$

对于氧离子扩散, (13) 中激活能的增量  $E_2^* - E_1^*$  可以用 Sammis (1977) 的经验公式来估计, 这个公式经过简单的修改为

$$E_2^* - E_1^* = 9.7 \times 10^5 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 \rho_2} [1 - \alpha(T - 300)] \cdot (1 + K'_T p / K_{T0})^{1/K'_T}. \quad (14)$$

其中  $K_{T0}$  是常温常压下的等温体积模量, 取  $K_{T0} = 1.243 \times 10^{11} \text{Pa}$  ( $1 \text{Pa} = 1 \text{Nm}^{-2}$ ).  $K'_T$  是  $K_T$  对压力的导数, 对上地幔取  $K'_T = 5.1$ , 并假定与压力无关.  $\alpha$  取相变面两侧的平均值. 式中能量的单位用  $\text{kJ/mol}$ , 其余各量取 SI 制 (以下公式中所有未经指明的量都保持这一规定). (13) 式中其余各量可以取自地球模型, 这样  $G^*$  在相变面两侧的值就被联系起来.

为了避开地球浅部的化学不均匀部分和温度边界层, 我们选择 170 公里的深度作为计算起点. 对于橄榄石中氧离子  $\text{O}^{2-}$  的点阵扩散, 不同实验者得出的  $E^*$  很接近 (见表 1). 我们取  $523 \text{kJ/mol}$  ( $125 \text{kcal/mol}$ ) 作为上地幔的代表值. Stocker 和 Ashby (1973) 曾

表 1

资料来源	Carter 等 (1970)	Kohlstedt 等 (1974)	Goetze 等 (1978)	Schwenn 等 (1978)
$E^*$ (kcal/mol)	$119.8 \pm 16.6$	$125 \pm 5$	122	126

从理论上估计了常压下橄榄石中  $\text{O}^{2-}$  的  $V^*$  为  $11 \text{cm}^3/\text{mol}$ , Ross 等 (1979) 比较了 5 千巴和 15 千巴压力下纯橄榄石的蠕变实验, 发现  $V^*$  为  $10.6 - 15.4 \text{cm}^3/\text{mol}$ , 它与理论估计相符. 我们取理论值作为常压下的  $V^*$ . 在 170 公里深度围压约为 55 千巴,  $V^*$  缩小至  $10 \text{cm}^3/\text{mol}$  左右. 将这个值依次代回 (11) 和 (7), 即可得到 170 公里处的  $S^*$  和  $G^*$ , 再把  $S^*$ 、 $V^*$ 、 $G^*$  一起代回 (9) 或 (10), 即可确定常数  $C = 2.4$ , 我们把这个  $C$  值用于上地幔. 对于 670 公里以下的部分目前尚无直接的实验数据可资利用, Keyes 曾对若干材料得出  $C$  值约为 1.0—2.5, 我们取 Keyes 的平均值  $\bar{C} = 1.65$  作为下地幔的  $C$  值. 计算结果表

明,  $C$  值在一定的范围内变化对结果影响不是太大.

以 170 公里处的  $G^*$  为起点, 在连续区域利用 (12) 做数值积分, 通过相变面时利用 (13) 作为衔接条件, 即可确定整个地幔中的  $G^*$ , 将它代入 (6) 式就确定了扩散系数. 这个扩散系数适用于点阵扩散, 即前边各式的  $D_V$ .

对于晶粒间界扩散, 由于扩散粒子并不经过点阵, 所以 (12)、(13) 两式不能使用. 但通常假定 (Ashby 和 Verrall 1978)  $D_{B0} = D_0$ ,  $V_B^* = V^*$ , 而  $E_B^* = 2/3E^*$ , 其中角标  $B$  代表晶粒间界扩散的相应量. Schwenn 和 Goetze (1978) 在橄榄石粉末的热压实验中观察到  $E_B^*$  为 355kJ/mol (85kcal/mol), 这与上述假定相符, 所以我们可以由  $G^*$  来确定  $G_B^*$ , 即

$$G_B^* = \frac{85}{125} (G^* - pV^* + TS^*) + pV^* - TS^*, \quad (15)$$

然后利用 (6) 式得到  $D_B$ .

## 五、地幔中的蠕变

考虑地幔中的蠕变时必须确定蠕变方程中各项参数的取值, 其中与扩散系数直接有关的量已在前一节中讨论过了, 现在利用岩石蠕变实验的结果确定其余待定量.

随着国际地球动力学计划的提出, 有很多人对不同的橄榄石材料(例如单晶、多晶、粉末等)做过高温蠕变实验, 并观察到了与上述理论形式相近的蠕变过程. 图 2 给出了一部分实验结果. 这些结果大多是在单轴压缩下得到的. 图中横坐标是差应力  $\sigma_1 - \sigma_3$ , 纵坐标是应变速度, 温度统一归算到 1673°K, 压力是 1 巴. 对实验数据的拟合得到, 当应力为几十至几千巴时, 应力与应变速度之间满足幂函数蠕变公式

$$\dot{\epsilon} = 290(\sigma_1 - \sigma_3)^3 \exp\left(-\frac{125 \text{ kcal/mol}}{RT}\right). \quad (16)$$

其中  $\dot{\epsilon}$  为轴向应变速度, 单位是  $s^{-1}$ , 应力的单位是巴. 当应力达到几千巴以上时, 应力和应变速度之间转为满足

$$\dot{\epsilon} = 5.7 \times 10^{11} \exp\left[-\frac{128 \text{ kcal/mol}}{RT} \left(1 - \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{85000}\right)^2\right]. \quad (17)$$

其中应力的单位是巴. 这个形式显然与 (4) 式相同, 表明这时主要的蠕变机制是位错滑动.

Schwenn 和 Goetze (1978) 在 1000°C 至 1600°C 温度下对晶粒直径为 5—2000 $\mu$  的橄榄石粉末进行了热压实验, 得出 Coble 蠕变的方程为

$$\dot{\epsilon} = (3 \sim 10) \cdot 10^{-4} \cdot \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{d^3} \exp\left(\frac{-85 \text{ kcal/mol}}{RT}\right). \quad (18)$$

其中应力的单位是巴, 晶粒直径  $d$  的单位是厘米. 图 2 中左下角的三条阴影带分别给出了  $d$  为 0.1、1.0 和 10 毫米时 (18) 式的位置. 从图中可以看出, 由于 Coble 蠕变的斜率小于幂函数蠕变, 且应变速度与晶粒直径的三次方成反比, 所以在应力较低, 晶粒很细小时, Coble 蠕变的应变速度将超过幂函数蠕变.

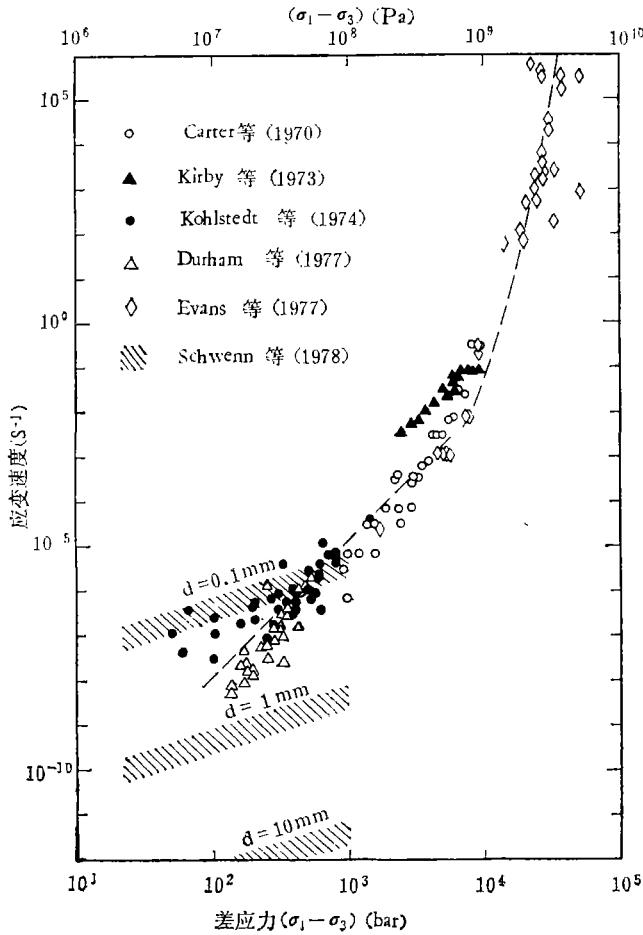


图 2 一部分岩石蠕变实验的结果

为了把单轴实验的结果推广到三轴偏应变张量的情况,我们假定 (i) 地幔材料是一种接近 Reiner-Rivlin 条件的非牛顿流体; (ii) 材料是不可压缩的; (iii) 唯一的一个粘性系数仅是偏应力张量第二不变量的平方根  $\tau$  的函数. 在这些简化之下, 可以把 (18)、(16)

表 2

物理量	符号	数值	单位	附注
扩散系数的指数前因子	$D_0$	$7.2 \times 10^{-4}$	$m^2 s^{-1}$	部分实验结果 理论值
N-H 蠕变的系数	$A_1$	21		
Coble 蠕变的系数	$A_2 \delta$	$5.8 \times 10^5$	$m^3 s^{-1}$	由(18)式得到
幂函数蠕变的系数	$A_3$	2.0		
幂函数蠕变的指数	$n$	3		由(16)式得到
位错滑动蠕变的系数	$\dot{\epsilon}_p$	$4.9 \times 10^{11}$	$s^{-1}$	
位错滑动蠕变的激活能	$E_p$	$5.35 \times 10^5$	J/mol	由(17)式得到
绝对零度的蠕变应力	$\tau_0$	$4.9 \times 10^9$	Pa	
氧离子 $O^{2-}$ 的体积	$\Omega$	$1.23 \times 10^{-29}$	$m^3$	Ashby 等 (1978)
Burgers 矢量	$b$	$6.0 \times 10^{-10}$	m	

和(17)式化为(2)、(3)和(4)式的形式，并由前者确定后三式中的待定系数。所得结果列在表2中。对于 Nabarro-Herring 蠕变目前尚无直接的实验结果，我们采用理论值。考虑到晶界滑动的可能性，这是一个较保守的估计。蠕变方程中出现的另外一些参数，如 Burgers 矢量  $b$ 、扩散离子的体积  $\Omega$  等也都一并列入表中。

将表2中的数值扩散系数及地球模型中给出的各种量代入(1)–(4)式，然后再代入(5)式即可确定整个地幔中的蠕变关系。由于扩散系数和地球模型都是作为深度的函数给出的，所以应变速度是应力和深度的函数。图3和图4分别给出晶粒直径  $d = 1$  毫米和  $d = 10$  毫米的计算结果。图中纵坐标是切应力  $\tau$ ，横坐标是深度，细实线是作为应力和深度的函数给出的应变速度，应变速度值作为参数标在每一条曲线上。图上每一个确定了应力和深度的点就有一个确定的应变速度，它是由各种可加机制的贡献叠加而成的。在不同的应力和深度下各种机制的贡献大小不一样，图中的粗实线把应力—深度空间分成若干区域，它是相邻两种蠕变机制的分界线，是令这两种蠕变机制在分界线上对应

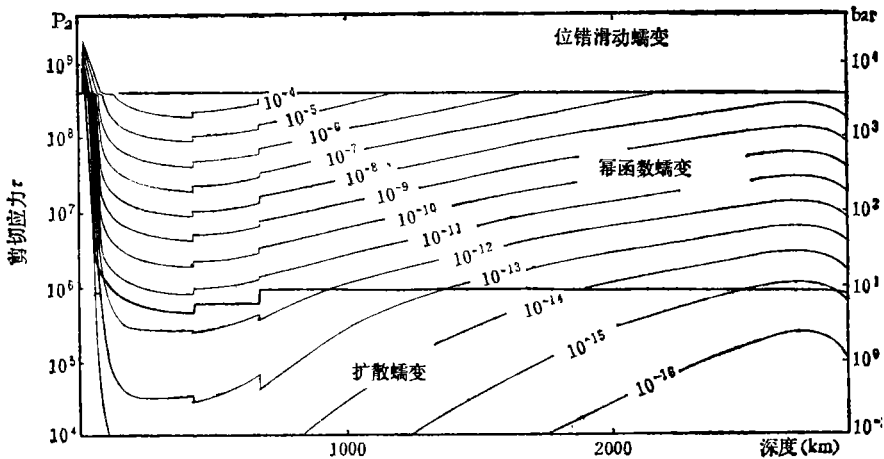


图3 地幔条件下应变速度与切应力和深度的关系 ( $d = 1$  毫米)

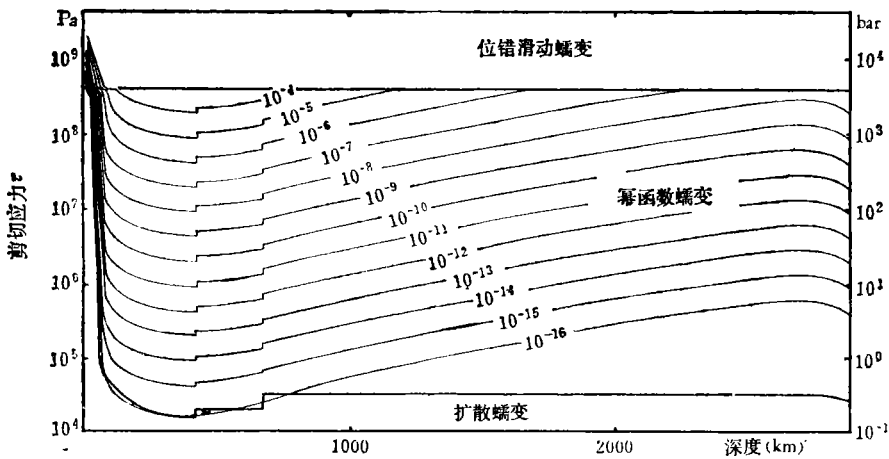


图4 地幔条件下应变速度与切应力和深度的关系 ( $d = 10$  毫米)



变速度的贡献相等得到的。在每一个区域中有一种蠕变机制起主要作用。这样当我们确定了某一动力学过程的深度范围和应力(或应变速度)范围之后,就可以在图中框出一定的区域,读出与这一过程相应的应变速度(或应力),并且可以找出起主要作用的蠕变机制,从而能够选择适当的蠕变方程作为本构方程求解这一动力学问题。

从图 3、图 4 中可以看到,当切应力在 4 千巴以上时,位错滑动机制起主要作用。在中等应力下幂函数蠕变的贡献最大。应力较低时,扩散蠕变取代幂函数蠕变成为主要的蠕变机制。由于扩散蠕变造成的应变速度与晶粒直径的二次方或三次方成反比,所以晶粒越细小扩散蠕变的贡献越大。当晶粒直径从 10 毫米变到 1 毫米时,扩散蠕变的区域明显地增大了。地幔中发生的大多数动力学过程,如地幔对流,冰期后地表隆起等的应变速度为  $10^{-16}—10^{-14}s^{-1}$ 。从图 3、4 可以看出,如果  $d \geq 10$  毫米,则它们大多发生在幂函数蠕变的区域内,地幔表现为非牛顿流体;如果  $d \leq 1$  毫米,则这些过程发生在扩散蠕变的区域内,地幔呈牛顿粘滞性。这一结论有助于我们推测地幔中对流运动的性质。

相变面的存在对蠕变有一定的影响,这可以从 420 公里和 670 公里深度处等应变线上的一系列转折上看出来,但总的说来影响不是很大,不足以改变等应变线的总趋势。

我们取  $10^{-15}s^{-1}$  作为应变速度的代表值,根据以上结果得出地幔的等效粘滞性  $\eta_{等效}$  如图 5 所示。图中可见在地幔顶部有一高粘层,大致相当于岩石层。上地幔的粘滞性为  $10^{19}—10^{21}$  泊,下地幔的粘滞性为  $10^{22}$  泊左右。粘滞性随着深度的增加而增大,对于  $d = 1$  毫米,整个地幔中粘滞性增加 3.5 个数量级;对于  $d = 10$  毫米,粘滞性只增加 1.5 个数量级。由此得出的结论是,并不存在一个高粘的下地幔。Dick (1969) 研究了古代黄道观测资料和地球的过度椭率后认为,整个地幔有一个大致均匀的  $10^{22}$  泊的粘滞性。Peltier 和 Andrews (1976) 利用冰期后地表隆起资料得出,下地幔的粘滞性不会比上地幔高很多。这些结果与我们的结论是一致的。根据我们的粘滞性模型,与地球表面板块运动相对应的地幔对流很可能波及全部地幔,而不象有些作者所估计的仅限于 700 公里以内的上地幔。

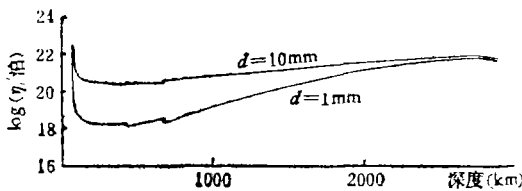


图 5 等效粘滞性随深度的变化

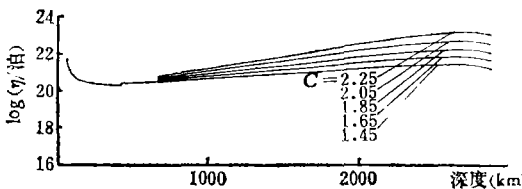


图 6 C 值对下地幔等效粘滞性的影响 (d = 10 毫米)

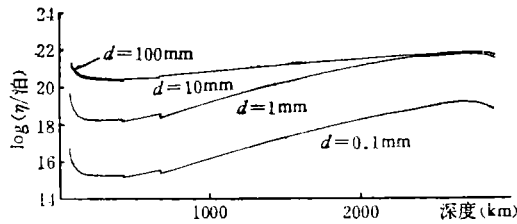


图7 晶粒直径对等效粘滞性的影响 ( $C = 1.65$ )

## 六、讨论和结语

$C$  值和晶粒直径的确定是影响下地幔蠕变性质的重要因素,但目前对此了解很少.为讨论这两个因素的影响,我们对不同的  $C$  值和晶粒直径做了计算.图6给出了  $d = 10$  毫米而  $C$  在 1.45—2.25 范围内变化时对等效粘滞性的影响.结果表明,当  $C$  在较合理的范围内变化时,下地幔等效粘滞性的变化范围大致为  $\pm 1$  个数量级.图7给出当  $C = 1.65$ ,  $d$  在 0.1—100 毫米范围内变化时对等效粘滞性的影响.从图中可以看出,如果  $d < 1$  毫米,则整个地幔的粘滞性很低,这将与宏观资料得出的结果不一致.如果  $d > 10$  毫米,则幂函数蠕变机制起主要作用.因为这种蠕变机制与晶粒直径无关,所以晶粒直径再大对结果的影响很小.

本文将理论导出的蠕变方程和岩石蠕变实验的结果推广到地幔条件,并由此给出了整个地幔的蠕变特性.由于目前无论是在理论上还是在实验室中对下地幔材料的了解都很少,因此对下地幔流变特性的估计还是很初步的,更进一步的工作将有待于理论和实验的新发展.

这一工作得到傅承义教授的指导与鼓励并审阅了文稿,特此致谢.

## 参 考 文 献

- [1] Ashby, M. F. and Verrall, R. A., Micromechanisms of flow and fracture and their relevance to the rheology of the mantle, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, Vol. A288, 59—95, 1978.
- [2] Carter, N. L. and Ave'Lallemant, H. G., High temperature flow of dunite and peridotite, *Geol. Soc. Am. Bull.*, Vol. 81, 2181—2202, 1970.
- [3] Coble, R. L., A model for boundary diffusion controlled creep in polycrystalline materials, *J. Appl. Phys.*, Vol. 34, 1679—1682, 1963.
- [4] Dicke, R. H., Average acceleration of the earth's rotation and the viscosity of the deep mantle, *J. Geophys. Res.*, Vol. 74, 5895—5902, 1969.
- [5] Durham, W. B. and Goetze, C., Plastic flow of oriented single crystals of olivine, 1 mechanical data, *J. Geophys. Res.*, Vol. 82, 5737—5753, 1977.
- [6] Dziewonski, A. M., Hales, A. L. and Lapwood, E. R., Parametrically simple earth models consistent with geophysical data, *Phys. Earth Planet. Inter.*, Vol. 10, 12—48, 1975.
- [7] Elsasser, W. M., Olson, P. and Marsh, B. D., The depth of mantle convection, *J. Geophys. Res.*, Vol. 84, 147—155, 1979.
- [8] Goetze, C., The mechanisms of creep in olivine, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, Vol. A288, 99—119, 1978.
- [9] Gordon, R. B., Diffusion creep in the earth's mantle, *J. Geophys. Res.*, Vol. 70, 2413—2418, 1965.

- [10] Herring, C., Diffusional viscosity of a polycrystalline solid, *J. Appl. Phys.*, Vol. **21**, 437—445, 1950.
- [11] Kirby, S. H. and Raleigh, C. B., Mechanisms of high-temperature solid-state flow in minerals and ceramics and their bearing on the behavior of the mantle, *Tectonophysics*, Vol. **19**, 165—194, 1973.
- [12] Keyes, R. W., Continuum models of the effect of pressure on activated processes, *Solid Under Pressure*, edited by W. Paul and D. M. Warshauer, McGraw-Hill, New York, 1963.
- [13] Kohlstedt, D. L. and Goetze, C., Low-stress high-temperature creep in olivine single crystals, *J. Geophys. Res.*, Vol. **79**, 2045—2051, 1974.
- [14] Peltier, W. R. and Andrews, J. T., Glacial-isostatic adjustment —I, the forward problem, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, Vol. **46**, 605—646, 1976.
- [15] Ross, J. V., Ave'Lallemant, H. G. and Carter, N. L., Activation volume for creep in the mantle, *Science*, Vol. **203**, 261—263, 1979.
- [16] Sammis, C. G. et al., Viscosity-depth profile of the earth's mantle: Effects of polymorphic phase transitions, *J. Geophys. Res.*, Vol. **82**, 3747—3761, 1977.
- [17] Schwenn, M. B. and Goetze, C., Creep of olivine during hot-pressing, *Tectonophysics*, Vol. **48**, 41—60, 1978.
- [18] Stacey, F. D., Thermal model of the earth, *Phys. Earth Planet. Inter.*, Vol. **15**, 341—348, 1977.
- [19] Stocker, R. L. and Ashby, M. F., On the rheology of the upper mantle, *Rev. Geophys. Space Phys.*, Vol. **11**, 391—426, 1973.
- [20] Weertman, J., Dislocation climb theory of steady state creep, *Trans. Am. Soc. Met.*, Vol. **61**, 681—694, 1968.
- [21] Weertman, J., The creep strength of the earth's mantle, *Rev. Geophys. Space Phys.*, Vol. **8**, 145—168, 1970.

## THE CREEP PROPERTY OF THE EARTH'S MANTLE

GUO ZI-QIANG XIE XIAO-BI

(Dept. of the Earth and Space Science, University of Science and Technology of China)

### Abstract

Based on the Earth's model and Earth's thermal model, and combining the theoretical creep equations with the experimental data on rocks, this paper gives the creep property and viscosity-depth profile in the whole mantle. The effects of the temperature, pressure, grain diameter and phase transition are considered.

Our result shows, if the grain diameter  $d \leq 1\text{mm}$ ., diffusion creep is the dominant mechanism, and the mantle behaves as a Newtonian fluid. But if  $d \geq 10\text{mm}$ ., power-law creep becomes the dominant mechanism, and the mantle is a non-Newtonian fluid. The mantle has a relatively homogeneous viscosity, the mean viscosity for the upper mantle is  $10^{19}$ — $10^{21}$  poises according to grain diameter, and for lower mantle it is near  $10^{22}$  poises. This result is in agreement with macroscopic observations and suggests that whole mantle convection is possible.