

洋脊裂谷与上涌流动

李荫亭 关德相 薛恩

(中国科学院力学研究所)

(中国科学院地质研究所)

洋脊中轴裂谷是板块的创生边界,多年来一直吸引着地球科学家的注意。但是,对于中轴裂谷的成因,至今没有得到圆满的解释。本文利用我们在文献[1]中所提出的上涌流动模式,算出了裂谷的深度和宽度、裂谷内底宽度等。这些结果均与观测数据符合,从而给出了洋脊中轴裂谷地形的动力学解释。

一、观测结果

早在五十年代就发现,在大洋中脊的顶峰处,地表下陷,断裂成谷,而且这种裂谷沿洋脊的轴线蜿蜒相连,绵亘数万公里。这一奇特的地质现象一直吸引着许多地球科学家的注意。特别是在板块构造假说问世后,对中轴裂谷的研究更为重视^[2]。测量结果表明,裂谷宽度各地不一,一般为10—30公里,裂谷深度为1—2公里^[3]。轴线中央部分有一个内底,宽3—5公里^[4],裂谷地形的成因是一个探讨多年的课题。早期论文多数是进行定性的研究^[3]。近几年,为了寻找海底扩张和板块运动的驱动力,许多地球科学家从不同角度提出了一些地球内部的运动模式,其中有的模式可以算出大洋中脊地形^[5]。根据他们的计算结果,越靠近洋脊轴线,地表越高,脊峰在轴线上,并不出现裂谷。这一矛盾的出现,主要是由于这些模式没有正确地分析洋脊轴线地区熔岩的上涌流动。上涌流动的出现,破坏了流动区域的静力均衡,而满足动力学平衡。因此,必须从动力学角度解释中轴裂谷的成因。我们认为,中轴裂谷地形是洋脊下面上涌流动的一种地面表现。

二、中轴裂谷地形与上涌流动的关系

根据文献[1]提出的模型,在大洋中脊下面,岩石层上涌通道中,深部地幔熔岩由于受到浮力而不断上涌,由于粘性阻力上涌速度将逐渐变小。在流体内部,驱使流体上升的浮力与阻碍流体上升的竖直方向的粘性剪切力,处于动力学平衡状态。上涌通道壁面上的固体,则受到与之接触的流体所施加的粘性剪切力,其方向竖直向上,大小等于流体粘度与该点流体竖直速度分量的水平梯度之积。我们称这个力为隆起力。由于固体岩石圈没有发生竖直方向的运动,作用于通道壁面上的隆起力必须由该点上面的一个额外重力所平衡,产生这个额外重力的岩石高度称为隆起高度。如果以 y_w 表示通道壁面距裂谷轴线的水平距离, h 表示该点的隆起

本文1978年12月25日收到。

高度,则 $h(y_w)$ 的函数形式就可表示裂谷地形。这样一来,我们可以定义 $H = \max\{h(y_w)\}$ 为裂谷深度。岩石层上涌通道的最大宽度可定义为裂谷宽度,以 d_r 表示。隆起力为零的区域的宽度定义为内底宽度,以 d_i 表示。

使用文献[1]中所使用的坐标系和符号,由文献[1]中的公式(2.11)

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \rho g \alpha (T - T_a) = 0, \quad (1)$$

在区间 $[0, \delta]$ 上对 y 积分并使用边界条件,可以得到:

$$\tau_s = \frac{2}{3} \rho g \alpha \delta (x) (T_w - T_a), \quad (2)$$

其中 τ_s 表示 x 方向单位长度上的隆起力,它与通道壁面上的竖直粘性剪切力大小相等,方向相反。若以 G 表示单位长度上所负担的额外重力,又由于在壁面上 x 方向变化 Δx 对应 y 方向变化 $\Delta \delta$, 因此有:

$$G \Delta \delta = \tau_s \cdot \Delta x, \quad G = \tau_s \left(\frac{d\delta}{dx} \right)^{-1}, \quad (3)$$

G 应该等于隆起高度 h 内的岩石重量减去同一高度内海水的重量,因为在岩石没有隆起之前,这个空间为海水所占有,因此

$$G = (\rho - 1)gh, \quad (4)$$

于是隆起高度

$$h = \frac{\rho}{\rho - 1} \frac{2}{3} \alpha \delta (x) \left(\frac{d\delta}{dx} \right)^{-1} [T_w(x) - T_a(x)], \quad (5)$$

由此可以得到裂谷地形的函数表示。当 $T_w - T_a = 0$ 时, $\tau_s = 0$, $h = 0$, 即内底应当是平的,但潜水观测发现,内底中间略有凸起。这是因为当上涌物质接近地表时,浮力逐渐变小,由运动引起的压力(总压减去重力造成的压力)梯度项逐渐变得重要起来了。这样一来,运动引起的压力就起到了前面隆起力的作用。利用文献[1]中的公式可以推出

$$P_0 - P_{0s} = -\sqrt{1.2\rho g \alpha k \mu} \frac{d}{dx} (T_w - T_a) \Big|_0 \left(-\frac{dT_w}{dx} \Big|_0 \right)^{-\frac{1}{2}} (1 - 1.2\eta^2 + 0.2\eta^4), \quad (6)$$

其中角标 0 表示 $x \rightarrow 0$ 时的极限值,如果将 $P_0 - P_{0s}$ 代替前面的隆起力,则内底凸起高度 $h_i(y)$ 的公式为

$$h_i(y) = \frac{1}{\rho - 1} \sqrt{\frac{1.2\rho \alpha k \mu}{g}} \frac{d}{dx} (T_w - T_a) \Big|_0 \left(-\frac{dT_w}{dx} \Big|_0 \right)^{-\frac{1}{2}} \left[1 - 1.2 \left(\frac{y}{\delta_0} \right)^2 + 0.2 \left(\frac{y}{\delta_0} \right)^4 \right], \quad (7)$$

由此可见, $y = 0$ 时内底有最大凸起高度。

三、计算结果及结果讨论

为了求出裂谷地形函数表达式(5)和(7)中的参数,必须求解文献[1]中给出的上涌流动温度场满足的二阶非线性常微分方程的边值问题,

$$\begin{cases} ZZ'' - \frac{19}{204} Z'^2 - \frac{170}{204} \beta(x) Z' + \frac{189}{204} \beta^2(x) - Z\beta'(x) = 0, \\ Z = 0, \quad \text{当 } x = 0, -l_2, \end{cases} \quad (8)$$

对于

$$\beta(x) = \begin{cases} \frac{55}{14} \left[\left(\frac{16}{11} \right)^2 - 1 \right] \left\{ 1 + \frac{|x|}{70} \left[\left(\frac{16}{11} \right)^4 - 1 \right] \right\}^{-\frac{1}{2}}, & 0 \leq |x| \leq 70, \\ 1.5, & 70 < |x| \leq l_2, \end{cases} \quad (9)$$

用数值方法可求解出 $Z = Z(x) = T_w(x) - T_c(x)$. 再利用

$$\delta(x) = \left(\frac{4.8k\mu}{\rho g \alpha} \right)^{\frac{1}{2}} (\beta - Z')^{-\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

由此可以算出裂谷地形, 利用与文献 [1] 中相同的地幔参数, 得到的结果如图中虚线所示, 图中实线为测量值. 计算结果表明, 中轴裂谷宽度随扩张速度增加而减小, 如扩张半速度为 0.69

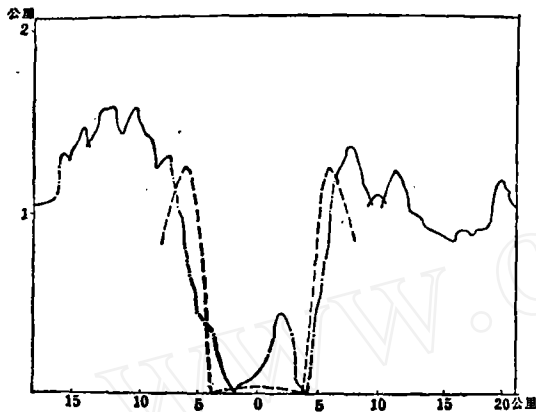


图1 洋脊中轴裂谷地形对比图(测量值与计算值)

厘米/年时, 裂谷宽度为 29.1 公里, 半速度为 1.24 厘米/年. 裂谷宽为 16.3 公里, 半速度为 2.20 厘米/年时, 裂谷宽为 9.2 公里. 该结果与测量的裂谷宽度 10—30 公里基本一致. 裂谷深度的测量值为 1—2 公里. 本文用 $l_1 = 70$ 公里, 得 $H = 1.26$ 公里, 用 $l_1 = 100$ 公里, 得 $H = 1.99$ 公里. 内底宽度的测量值^[4], 为 3—5 公里, 本文计算结果为 3.1 公里.

应当指出, 影响裂谷地形的因素很多, 有些甚至是随机因素. 因此, 各地中轴裂谷地形均不相同, 而且地形起伏很大, 两侧并非完全对称. 本文只考虑了上涌流动作用于通道

壁面上的隆起力这个主要因素. 因此, 计算出的裂谷地形只能是当其它因素影响很小时的一种典型的平均的裂谷地形. 因此, 与测量得到的裂谷地形相比, 只能在趋势上大体相符.

致谢: 对谈镐生教授的指导和帮助, 表示衷心感谢.

参 考 文 献

- [1] 李荫亭、关德相, 中国科学, 1979, 3: 281.
- [2] Heirtzler, J. R. & Lepichon, X., *Geology*, 1974, June.
- [3] Lepichon, X., Francheteau, J. & Bonnin, J., *Plate Tectonics*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1973.
- [4] Bellaiche, G., *Nature*, 250 (1974), 558—560.
- [5] Torrance, K. E. & Turcotte, D. L., *J. G. E.*, 76 (1972), 1154—1161.

RIFT VALLEY OVER OCEANIC RIDGE AND UPWELLING FLOW

Li Yin-ting (李荫亭), Guan De-xiang (关德相) and Xue En (薛恩)

ABSTRACT

The rift valley over the axial part of oceanic ridge is the accreting plate boundary. In spite of the great interest among earth scientists, the cause of its formation is still unexplained. In the present paper the topographic profile of the rift valley is obtained by means of a model of upwelling flow^[1]. Calculations of the depths and widths of the rift valleys tally quantitatively with actual observations. Thus, it is believed that this model may provide a certain approach to the dynamics of the rift valley formation.