

# 洋脊中轴裂谷地形的动力学描述

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)

## 摘 要

洋脊中轴裂谷是板块的创生边界,是与地球内部联系最紧密的地表区域之一。多年来一直吸引着地球科学家们的注意。但是,对于中轴裂谷的成因,至今没有得到圆满的解释。本文利用文献[1]所提出的上涌流动模式,利用电子计算机进行了数值计算,得出了裂谷深度和宽度。其结果均与观测数据符合得较好,从而给出了洋脊中轴裂谷地形成因的一个动力学解释。

## 一、引 言

早在五十年代就发现,在大洋中脊的顶峰处,地表下沉,断裂成谷,而且这种裂谷沿中洋脊的中轴线蜿蜒相连,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。中轴裂谷的研究在海底扩张和板块构造假说的形成过程中起了重要作用。在板块构造假说问世后,对中轴裂谷的研究更为重视。因为,按海底扩张和板块构造假说,大洋中脊轴线附近地区是岩石层板块创生的地带,是地球深部热量的排泄口,有最年轻的岩石,有来自地球内部的各种信息。因此,许多地球科学家认为,中轴裂谷地区的地表观测资料(如地形、热流、重力异常、岩石成份等)应该与地球深处物质的物理化学性质及运动情况有最密切的联系。因此,中轴裂谷是最有希望把地表观测与深部运动联系起来的地表区域之一。

目前,对中轴裂谷地形的观测是比较详细也比较准确的。除了在海面利用各种手段进行测量外,最引人注目的是按法美大洋中脊联合考察(FAMOUS)计划所进行的裂谷海底的潜水观测<sup>[2]</sup>。通过这些观测,获得了关于中轴裂谷地形、地质构造特征、地球物理和地球化学参数分布的大量资料。对这些资料做出合理的解释,无疑会加深对地球内部运动的理解,会进一步推动海底扩张和板块构造学说的发展。本文的目的就是对洋脊中轴裂谷地形成因给出一个较合理的动力学解释。

关于中轴裂谷成因的早期论文<sup>[3]</sup>,多数是进行定性的探讨。这些论文,根据地表断裂形态,推断中轴裂谷是由倾斜地块下陷所形成的,认为中轴裂谷是典型的地堑,因而与大陆裂谷(如东非裂谷、贝加尔裂谷、莱茵裂谷等)的成因没有什么区别。也有一些文章<sup>[3]</sup>认为洋脊中轴裂谷与大陆裂谷成因不同。但是,这些定性的讨论,都没有说明为什么“下陷”到一、二公里左右就不再继续下陷了。因此,这些论文并没有圆满地回答中轴裂谷成因的问题。

近年来,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

很多地球内部的运动模式。其中一些模式可以算出大洋中脊地形<sup>[4]</sup>。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平衡,而满足动力学平衡。

本文根据文献[1]提出的上涌流动的流体力学模式,对软化温度随深度变化(即参数 $\beta$ 随 $x$ 的变化)的情况,利用电子计算机算出了上涌流动的流场和温度场,算出了上涌流动的熔岩作用于通道壁面上的粘性力。这个力竖直向上,我们称它为隆起力。这个隆起力必然被一个额外的隆起高度所产生的附加重力所平衡。这样就可以根据通道壁面上的隆起力分布得到中轴裂谷的地形,从而得到裂谷的深度与宽度。由于计算结果与观测数据一致,本文就给出了中轴裂谷地形的动力学解释。此外,本文所得到的变 $\beta$ 情况下的板块动力学参数也与地球物理观测一致,从而进一步证明文献[1]所提出的上涌流动模式是合理的。

## 二、中轴裂谷地形与上涌流动的关系

中轴裂谷地形特征可用下面的示意图表示(图1)。裂谷宽度各地不一,一般为10—30公里,裂谷深度一般为1000—2000米,轴线两侧中央部分有一个内底。对法美联合考察的大西洋中脊裂谷(扩张速度为2.2厘米/年),内底宽3—4公里,内底中越靠近轴线地形逐渐升高,轴线处高出100—200米<sup>[5]</sup>。

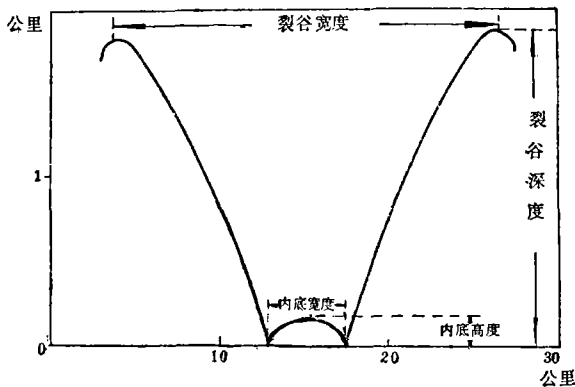


图1 洋脊中轴裂谷地形示意图

中轴裂谷的上述地形特征是怎样产生的呢?我们认为,中轴裂谷地形是洋脊下面上涌流动的一种地面显示。

按文献[1]提出的模型,在大洋中脊下,岩石层上涌通道中,由下面涌上来的熔岩比该深度上原来的熔岩温度高,因而受到浮力。这种浮力驱使熔岩不断上涌。因此,我们认为上涌流动就是浮力驱动的。在流体内部,这种浮力与竖直方向的粘性剪切力相平衡。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。这就是隆起力。由于固体岩

石层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. 壁面上某点所受隆起力越大, 该点上面的隆起高度就越大. 如果以  $y_w$  表示通道壁面距裂谷轴线的水平距离,  $h$  表示该处的隆起高度, 则  $h(y_w)$  的函数形式就可以表示裂谷的地形. 这样, 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 (即岩石层底上涌通道的宽度) 可定义为裂谷的宽度, 以  $d_f$  表示; 隆起力为零的地区的宽度定义为内底宽度, 以  $d_i$  表示.

下面推导  $h(y_w)$  的表达式. 推导中使用的坐标系及符号的物理意义与文献[1]相同.

由文献[1]的公式(2.11)

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

对  $y$  积分, 由 0 积到  $\delta(x)$ , (在软流层中  $\delta$  表示上升的流体厚度, 在岩石层表示上涌通道半宽度) 得

$$\mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{\delta} - \mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_0 = - \int_0^{\delta} \rho g \alpha (T - T_a) dy \quad (2)$$

若以  $\tau_{\delta}$  表示通道半宽度为  $\delta$  处的通道壁面上所受到的隆起力, 则  $\tau_{\delta}$  与粘性剪切力方向相反. 数值相等. 注意到  $\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_0 = 0$ , 则有

$$\tau_{\delta} = \rho g \alpha \int_0^{\delta} (T - T_a) dy \quad (3)$$

利用文献[1]中的公式(3.6)和(3.17), 方程(3)变成

$$\tau_{\delta} = \frac{2}{3} \rho g \alpha \delta(x) (T_w - T_a) \quad (4)$$

若以  $G$  表示单位长度上的所负担的额外重力, 而  $\tau_{\delta}$  表示  $x$  方向单位长度上的隆起力,  $x$  方向变化为  $\Delta x$  所对应的  $\delta$  方向变化为  $\Delta \delta$ , 则有

$$G \cdot \Delta \delta = \tau_{\delta} \cdot \Delta x \quad (5)$$

当  $\Delta x \rightarrow 0$  时, 得

$$G = \tau_{\delta} \left( \frac{d\delta}{dx} \right)^{-1} \quad (6)$$

应当指出, 公式(6)成立的条件为: 宽为  $\Delta \delta$  的微元体两侧的剪切力之差要远小于隆起力. 这个条件在洋脊中轴附近是成立的.

$G$  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, 因为当岩石没有隆起之前, 这个空间为海水所占有. 因此

$$G = (\rho - 1)gh \quad (7)$$

由公式(4)、(6)和(7), 得出隆起高度为

$$h = \frac{\rho}{\rho - 1} \cdot \frac{2}{3} \alpha \delta(x) \left( \frac{d\delta}{dx} \right)^{-1} [T_w(x) - T_a(x)] \quad (8)$$

若将通道壁面形状用  $y_w = y_w(x)$  表示, 则有  $y_w(x) = \delta(x)$ , 由此, 裂谷地形可表示为:

$$\begin{cases} h(x) = \frac{\rho}{\rho - 1} \cdot \frac{2}{3} \alpha \delta(x) \left( \frac{d\delta}{dx} \right)^{-1} [T_w(x) - T_a(x)] \\ y_w = \delta(x) \end{cases} \quad (9)$$

由该式和文献[1]中的公式(3.10)可以看到隆起高度与熔岩粘度无关, 因为  $\delta(x) \sim \mu^{\frac{1}{2}}$ ,  $\left( \frac{d\delta}{dx} \right)^{-1} \sim \mu^{-\frac{1}{2}}$ ,  $T_w(x) - T_a(x)$  与  $\mu$  无关.

根据公式(4), 当  $T_w - T_a = 0$ , 隆起力  $\tau_s = 0$ , 因而  $h = 0$ , 即内底应当是平的, 但实际上观测表明, 越接近裂谷轴线, 地形又有升高的趋势. 这又怎样解释呢?

在文献[1]所给出的模型中, 根据运动方程中各项的数量级分析, 得到浮力远远大于由运动引起的压力(总压减去由重力引起的压力)梯度项, 从而得到方程(1). 当上涌物质接近地表时, 浮力逐渐减少, 压力梯度项的作用变得重要起来. 这样, 运动引起的压力就起到了前面隆起力的作用, 它所造成的隆起高度就成了内底的地形. 由下面的公式(17)可以看到运动引起的压力在轴线上最大, 内底两侧最小. 这就是内底地形中间凸起的原因.

下面推导内底地形的表达式. 由文献[1]中的公式(2.2)和(2.6)有

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \mu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \quad (10)$$

对  $y$  积分, 由  $y$  积到  $\delta$

$$p - p_s = \mu \left( \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial y} \Big|_s \right) = -\mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_s \right) \quad (11)$$

其中  $p_s$  表示在通道壁面上的由运动引起的压力  $p$  的数值. 由文献[1]中的公式(3.1)、(3.5)和(3.17)得

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (\varphi \cdot u_w) = \frac{du_w}{dx} (1 - 1.2\eta^2 + 0.2\eta^4) + u_w \left[ 2.4\eta^2 \frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx} \right. \\ \left. - 0.8\eta^4 \frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx} \right] \end{aligned} \quad (12)$$

其中  $\eta = y/\delta$ ,  $\varphi = \frac{u}{u_w} = 1 - 1.2\eta^2 + 0.2\eta^4$ , 由(12)式, 当  $\eta = 0$  时

$$\frac{\partial u}{\partial x} \Big|_w = \frac{du_w}{dx} \quad (13)$$

当  $\eta = 1$  时

$$\frac{\partial u}{\partial x} \Big|_s = 1.6u_w \frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx} \quad (14)$$

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{du_w}{dx} (1 - 1.2\eta^2 + 0.2\eta^4) \quad (15)$$

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_s = 0 \quad (16)$$

因而

$$p - p_s = -\mu \frac{du_w}{dx} (1 - 1.2\eta^2 + 0.2\eta^4) \quad (17)$$

由文献[1]中的公式(3.11)和(3.17)得

$$\frac{du_w}{dx} = \sqrt{\frac{1.2 \rho g \alpha k}{\mu}} \cdot \frac{d(T_w - T_a)/dx}{\sqrt{-\frac{dT_w}{dx}}} \quad (18)$$

当  $x \rightarrow 0$  时

$$p_0 - p_{0s} = -\sqrt{1.2 \rho g \alpha k \mu} \cdot \frac{d(T_w - T_a)}{dx} \Big|_0 \left( -\frac{dT_w}{dx} \Big|_0 \right)^{-\frac{1}{2}} (1 - 1.2\eta^2 + 0.2\eta^4) \quad (19)$$

其中下角标“0”表示  $x \rightarrow 0$  时的参数值。  $p_0 - p_{0s}$  将起隆起力的作用, 如果内底的隆起高度用  $h_i(y)$  表示, 则有

$$h_i(y) = -\frac{1}{\rho - 1} \sqrt{\frac{1.2 \rho \alpha k \mu}{g}} \cdot \frac{d(T_w - T_a)}{dx} \Big|_0 \left( -\frac{dT_w}{dx} \Big|_0 \right)^{-\frac{1}{2}} (1 - 1.2\eta^2 + 0.2\eta^4) \quad (20)$$

公式(20)即为内底地形的表达式。

### 三、变 $\beta$ 情况下, 上涌流动参数的计算公式

为了估算板块动力学参数, 文献[1]对  $\beta$  是常数的情况给出了分析解。为了更仔细地研究中轴裂谷地形, 我们必须考虑软化温度随深度的变化, 即  $\beta = \beta(x)$  的情况, 此时上涌流动的基本方程为:

$$\begin{cases} ZZ'' - \frac{19}{204} Z'^2 - \frac{170}{204} \beta(x) Z' + \frac{189}{204} \beta^2(x) - Z\beta'(x) = 0 \\ Z = 0 \quad \text{当 } x = 0 \\ Z = 0 \quad \text{当 } x = -l_2 \end{cases} \quad (21)$$

其中  $Z(x) = T_w(x) - T_a(x)$ ,  $\frac{dT_a}{dx} = -\beta(x)$ , “'”和“''”分别表示对  $x$  的一阶和二阶微商。这是一个二阶变系数非线性常微分方程的边值问题。当  $\beta(x)$  为已知时, 可用数值方法求解。

软化温度与部分熔化温度有关, 但是究竟软化温度是熔化到什么程度的部分熔化温度, 尚无定量的分析结果。我们认为软化温度与开始熔化温度近似相等。熔化温度随压力(因而随深度)变化的 Simon 方程为:

$$\frac{T_m}{T_0} = \left( 1 + \frac{p}{a} \right)^c \quad (22)$$

其中  $T_m$  是熔化温度。根据文献[6]取  $c = 4$ , 如果待定常数  $T_0$  和  $a$  由某一压力下的已知的开始熔化温度确定, 则可得到开始熔化温度  $T_i$  随深度变化的关系式, 若  $|x|$  以公里表示,  $p$  以千巴表示, 开始熔化温度  $T_i$  以  $^{\circ}\text{K}$  表示, 有:

$$p = 0.33|x| \quad (23)$$

当  $|x| = 70$  公里时,  $T_i = 1600$ <sup>[7]</sup>; 当  $|x| = 0$  时,  $T_i = 1100$ <sup>[8]</sup>, 则(22)式变成

$$T_i = 1100 \left\{ 1 + \frac{|x|}{70} \left[ \left( \frac{1600}{1100} \right)^4 - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (24)$$

如果认为软化温度近似等于  $T_i$ , 则软化温度梯度  $\beta(x)$  随深度变化的公式为, 当  $0 \leq |x| \leq 70$

$$\beta(x) = -\frac{dT_a}{dx} = \frac{110}{28} \left[ \left( \frac{16}{11} \right)^4 - 1 \right] \left\{ 1 + \frac{|x|}{70} \left[ \left( \frac{16}{11} \right)^4 - 1 \right] \right\}^{-\frac{3}{4}} \quad (25)$$

这样可以给出如下的  $\beta(x)$

$$\beta(x) = \begin{cases} \frac{110}{28} \left[ \left( \frac{16}{11} \right)^4 - 1 \right] \left\{ 1 + \frac{|x|}{70} \left[ \left( \frac{16}{11} \right)^4 - 1 \right] \right\}^{-\frac{3}{4}} & 0 \leq |x| \leq 70 \\ 1.5 & 70 < |x| \leq l_2 \end{cases} \quad (26)$$

有了  $\beta(x)$  的表达式, 就可以着手解方程 (21) 了. 本文用尝试法解这个非线性常微分方程的边值问题, 即在一个边界, 根据物理意义选取一个函数的导数值, 求解这个初值问题, 看是否满足另一个边值. 经反复调整, 使方程满足两个边界条件. 计算中, 由于参考文献 [1] 对  $\beta$  为常数值所得到的分析解, 适当的选择初值, 经过少数几次调整, 就得到了解.

求出  $Z(x)$  之后, 可以计算上涌通道中的主要参数  $u_w(x)$  和  $\delta(x)$  [1]:

$$u_w(x) = \left[ \frac{\rho g \alpha k}{1.2 \mu \left( -\frac{dT_w}{dx} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} (T_w - T_a) = \left( \frac{\rho g \alpha k}{1.2 \mu} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot Z \cdot (\beta - Z')^{-\frac{1}{2}} \quad (27)$$

$$\delta(x) = \left[ \frac{4.8 \mu k}{\rho g \alpha \left( -\frac{dT_w}{dx} \right)} \right]^{\frac{1}{4}} = \left( \frac{4.8 k \mu}{\rho g \alpha} \right)^{\frac{1}{4}} (\beta - Z')^{-\frac{1}{4}} \quad (28)$$

进一步可算出板块动力学参数. 板块移动半速度  $V_{\text{板}}$  为:

$$V_{\text{板}} = 0.64 u_{w_1} \delta_1 / l_1 \quad (29)$$

每秒钟上涌物质向岩石层输送的能量  $W_{\text{总}}$  为:

$$W_{\text{总}} = 1.036 \rho c_p u_{w_1} \delta_1 (T_{w_1} - T_{a_1}) L \quad (30)$$

每厘米厚通道壁面所受到的总推力  $F_{\text{推}}$  为:

$$F_{\text{推}} = \left( \frac{2}{15} \rho g \alpha k \mu \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{-l_1} Z [-Z' + \beta(x)]^{-\frac{3}{2}} [-Z'' + \beta'(x)] dx \quad (31)$$

## 四、计算结果

本文所用参数数值的选择与文献 [1] 相同, 其数值列于表 1.

表 1 本文所用参数数值表

参数名称	符 号	数 值	参数名称	符 号	数 值
密 度	$\rho$	3.3 克/厘米 <sup>3</sup>	起动深度	$l_2$	500 公里
导温系数	$k$	$2 \times 10^{-2}$ 厘米 <sup>2</sup> /秒	洋脊长度	$L$	60000 公里
重力加速度	$g$	$10^3$ 厘米/秒 <sup>2</sup>	比 热	$c_p$	0.27 卡/克·度
膨胀系数	$\alpha$	$3.5 \times 10^{-5}$ /度	粘性系数	$\mu$	$10^{18}, 10^{19}, 10^{20}$ 泊
岩石层厚度	$l_1$	70 公里			

图 2 给出了最大温差  $Z = T_w - T_a$  随深度的变化. 温差与粘度大小无关. 随  $x$  趋

近于 0,  $dZ/dx$  逐渐增加. 其极限值可由方程(21)得到. 当  $x \rightarrow 0$  时,  $Z \rightarrow 0$ , 则方程(21)变成

$$\frac{19}{204} Z'^2 + \frac{170}{204} \beta Z' - \frac{189}{204} \beta^2 = 0 \tag{32}$$

得到

$$\lim_{x \rightarrow 0} Z' = -\frac{189}{19} \beta_0 \tag{33}$$

方程(32)的另一个根  $Z' = \beta$  为  $x \rightarrow -l_2$  时的极限值. 由方程(33)得到

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{dT_w}{dx} = -\frac{208}{19} \beta_0$$

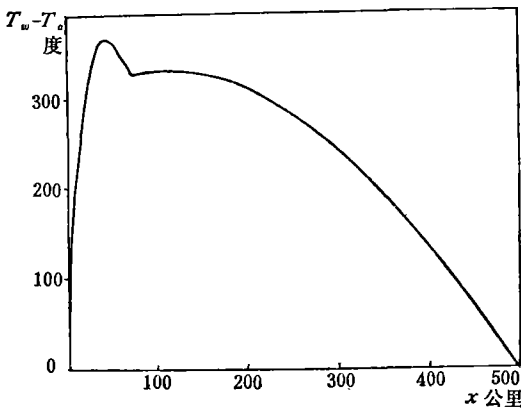


图 2 最大温差随深度的变化

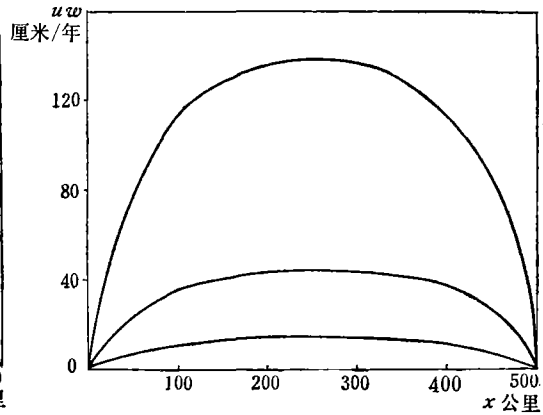


图 3 最大上涌速度随深度的变化

图 3 给出了最大上涌速度(轴线上的上涌速度)随深度的变化. 可以看到粘性系数对上涌速度影响很大. 由公式(27)可以看出:

$$u_w \sim \frac{1}{\sqrt{\mu}} \tag{34}$$

当  $x \rightarrow 0$ ,  $\frac{du_w}{dx}$  取其极限值, 由(18)式得

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow 0} \frac{du_w}{dx} &= \sqrt{\frac{1.2 \rho g \alpha k}{\mu}} \lim_{x \rightarrow 0} \frac{d(T_w - T_a)}{dx} / \sqrt{-\frac{dT_w}{dx}} \\ &= \sqrt{\frac{1.2 \rho g \alpha k}{\mu}} \left[ -\frac{189}{19} \beta_0 \left( \frac{208}{19} \beta_0 \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \\ &= -\sqrt{\frac{1.2 \times 189^2}{19 \times 208} \cdot \frac{\rho g \alpha k}{\mu}} \beta_0 \end{aligned}$$

其中用到公式 (33),  $\beta_0 = \lim_{x \rightarrow 0} \beta(x)$ .

图 4 给出了上涌流动宽度(软流层中)和上涌通道半宽度(岩石层中)随深度的变化. 从图 4 可以看出, 中轴裂谷宽度随扩张速度增加而减小. 当半速度为 0.69 厘米/年时, 裂

谷宽度为 29.1 公里;当半速度为 1.24 厘米/年时,裂谷宽度为 16.3 公里;当半速度为 2.20 厘米/年时,裂谷宽度为 9.2 公里. 裂谷内底宽度,对半速度为 2.20 厘米/年,内底宽 3.1 公里.

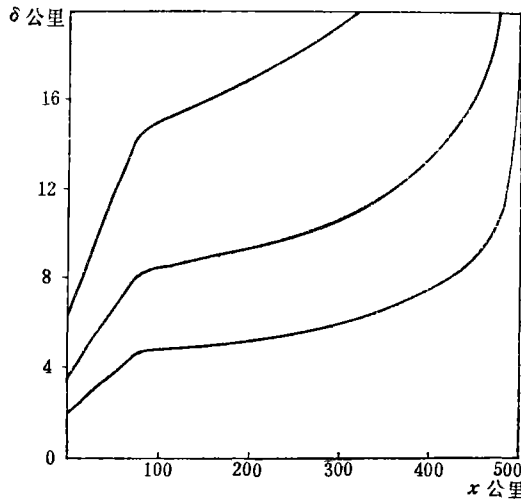


图 4 上涌流动宽度和上涌通道半宽度随深度的变化

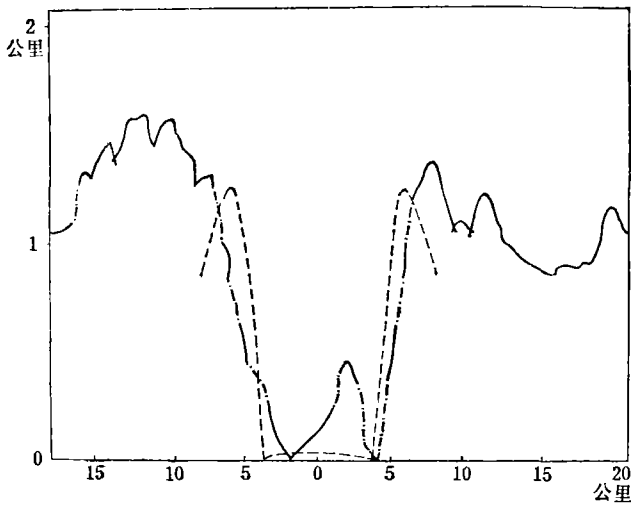


图 5 中轴裂谷地形图

图 5 给出了中轴裂谷地形,实线为测量值,虚线为计算值. 图中所示裂谷深度为 1263 米. 内底凸起高度,对半速度 0.69 厘米/年,  $H_i = \max\{h_i\} = 80$  米;半速度为 1.24 厘米/年,  $H_i = 25$  米;当半速度为 2.20 厘米/年,  $H_i = 8$  米,比测量值低.

表 2 给出了计算出的板块动力学参数.



表 2 板块动力学参数

粘性系数 $\mu$ 泊	$V_{\text{板}}$ 厘米 / 年	$W_{\text{总}}$ 卡 / 秒	$F_{\text{推}}$ 达因 / 厘米
$10^{18}$	2.20	$1.38 \times 10^{12}$	$1.96 \times 10^{12}$
$10^{19}$	1.23	$7.78 \times 10^{11}$	$6.19 \times 10^{12}$
$10^{20}$	0.69	$4.37 \times 10^{11}$	$1.96 \times 10^{13}$

## 五、结果讨论

1. 本文得到计算结果与测量数据基本符合。中轴裂谷宽度的测量值 10—30 公里与计算值 9—29 公里基本一致。裂谷深度的测量值为 1—2 公里, 计算值为 1.26 公里。内底宽度和凸起高度的测量值只有法美联合考察的测量值<sup>[5]</sup>, 测量地点为大西洋 Azores 南面的区域, 此处海底扩张的半速度为 2.2 厘米/年, 内底宽的测量值为 3—5 公里, 本文计算值为 3.1 公里, 凸起高度的测量值为 100 米, 计算值为 8 米。凸起高度的计算值很低, 可能是因为本文未考虑各参数(如  $\alpha$ 、 $\rho$ 、 $k$ 、 $\mu$  等)随深度的变化, 所选参数对较浅深度不合适所造成的。但趋势是对的。

2. 影响裂谷地形的因素很多, 有些是随机因素, 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。这样计算出的裂谷地形, 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, 与测量得到裂谷地形比较, 只能在趋势上大体相符。

3. 本文结果指出, 扩张速度越快, 裂谷越窄, 这与观测资料一致。这种一致性说明, 本文用隆起力解释中轴裂谷成因的看法是正确的。如果由断裂地块的重力下沉而形成中轴裂谷, 应当得到相反的结果, 即扩张越快, 裂谷越宽。

4. 本文对变  $\beta$  情况下得到的板块动力学参数数值与文献 [1] 对常  $\beta$  得到的数值没有很大的变化。板块扩张速度与观测数值符合得更好。

致谢: 对于谈镐生教授的指导和帮助, 表示衷心的感谢!

## 参 考 文 献

- [1] 李荫亭、关德相, 海底扩张的驱动机理, 中国科学, 1979, No. 3, 261—272.
- [2] J. R. Heirtzler, X. LePichon, FAMOUS: A plate tectonics study of the genesis of the lithosphere, *Geology*, 1974, June.
- [3] X. LePichon, J. Francheteau and J. Bonnin, *Plate Tectonics*, Elsevier Scientific publishing company, 1973.
- [4] J. G. Sclater and J. Francheteau, The implications of terrestrial heat-flow observation on current tectonic and geochemical models of the crust and upper mantle of the earth, *Geophys. J.* **20**, 509—542, 1970.
- [5] G. Bellaiche, Inner floor of the rift valley: first submerible study, *Nature*, **250**, 558—560, 1974.
- [6] D. T. Griggs, The sinking lithosphere and the focal mechanism of deep earthquakes, *Plate Tectonics and Geometic Reversals*, 511—528.
- [7] Y. Bottinga, C. Allegre, Geophysical petrological and geochemical models of the oceanic lithosphere, *Tectonophysics*, **32**, 9—59, 1976.

## DYNAMICAL DESCRIPTION OF THE TOPOGRAPHY OF RIFT VALLEY OVER AXIAL PART OF THE OCEANIC RIDGE

LI YIN-TING    GUAN DE-XIANG

*(Institute of Mechanics, Academia Sinica)*

XUE EN

*(Institute of Geology, Academia Sinica)*

### Abstract

The rift valley over the axial part of an oceanic ridge is the accreting plate boundary. It is one of the most important surface regions which associates closely with the interior of the earth. It has attracted the attention of earth scientists for many years, but the cause of formation of the rift valley over the axial part of an oceanic ridge, has not yet been well explained. In the present paper, by adopting a model of upwelling flow introduced in literature [1], the topographic profile of the rift valley is obtained. Calculation of the depth and width of the rift valley gives results which agree well with observations.