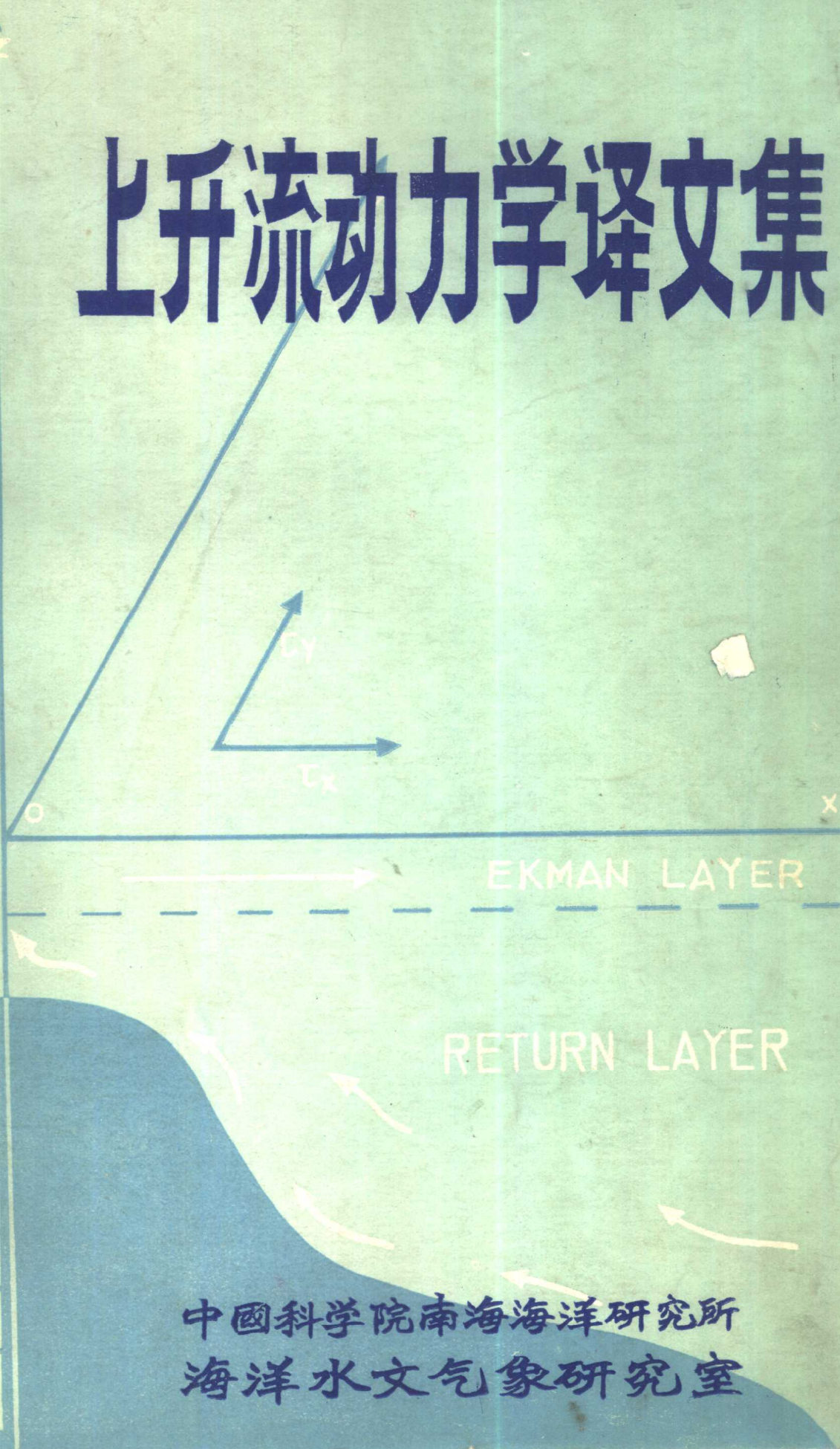


上升流动力学译文集



中国科学院南海海洋研究所
海洋水文气象研究室

56 281

目 录

克伦威尔流(赤道潜流)和赤道上升流理论

——类似于近岸环流的解释.....	(1)
非洲西南沿岸深层水的上升.....	(16)
在东北季风期间爪哇和澳大利亚之间海的上升流.....	(27)
赤道上升流的非线性计算.....	(34)
根据水平海流的直接测量资料计算上升流和下降流	(47)
关于台湾东南沿海冷水上升现象.....	(54)
由风应力和密度分布引起的赤道上升流.....	(57)
在两层海洋中由随海岸变化的风应力发生的沿岸上升流	(63)
风生上升流、沿岸流及海平面变化.....	(73)
大陆架沿岸流和上升流的三维理论.....	(89)
沿北大西洋东部边界上升流的季节性循环.....	(100)
俄勒冈和西北非洲两地岸外发生的上升流的比较	(107)
1973年6月在俄勒冈外海观测到的一个海岸上升流现象的结构	(116)
俄勒冈外海内波和沿岸上升流的观测.....	(128)
1971—1972年冬季在加那利群岛和佛得角之间西北非上升流海区里对近表 层温度和盐度的连续测量.....	(143)
由远距离强迫作用引起的几内亚湾的季节性上升流	(157)
在陆架断裂区上的上升流.....	(170)
赤道区域内的海水上升运动.....	(175)

克伦威尔流(赤道潜流)和赤道上升流理论

——类似于近岸环流的解释——

Kozo Yoshida

摘 要

提出了解释克伦威尔(*Cromwell*)流——赤道潜流的理论。赤道上升流与这支流有密切的关系,而且在近岸上升流区域内的环流和赤道环流之间具有显著的相似性。对赤道上升流以及克伦威尔流的宽度,上升流和克伦威尔流的最大流速,克伦威尔流中心的深度和它的厚度均作了定量的说明。为了确定这一现象的上述那些长度尺度(*length scale*),关键在于确定科里奥利参数随纬度的变化率和海水的平均垂直稳定度。赤道区域上的东风应力维持着这一过程。

1、引 言

在1952年,克伦威尔等人(*Cromwell*等, 1954)发现了一个流势很强的东向流,它恰好在向西流动的表面赤道流的下面。这就是在此以前我们尚不知道而且被后来的海洋调查所证实的一支流动。特别地, *Knauss* (1958)最近对这支流的直接测量揭示了它的显著特征。人们把这支过去一直是完全未知的而现在已经确信它的存在的次表层流定名为克伦威尔流或赤道潜流。

我们对这支流如此感兴趣,不仅仅是因为它对我们来说是新的东西,过去它完全被各国的海洋学家忽略了,而且也因为这一发现似乎给我们提供了大洋中一种极其有意义的现象。正如 *Krauss* 报告中说的那样,这种流是窄的、薄的、深的和强的,这支流的流核总是在赤道上,且相对于赤道有明显的对称性。但是,从我们所知道的所有其它的洋流来看,发现它们相对自己的轴都有一定的变化,在大尺度的风系影响下,流动的这一特征多半都会体现出来。

从图1看出,于50—500米深度之间,在穿

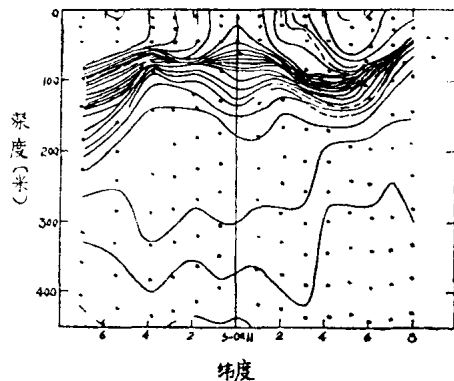


图1 σ_t 沿西经 140° 线的北部边界 的断面, 7°S—8°N, 17—31站, 1952年 6月3—8日(*Hugh M. Smith*第15航次) σ_t , 每升的克数, 按间隔0.2克/升的等值线(取自 *T. S. AUSTIN* 中太平洋海洋学, 美国渔业和野生生物调查报告: 渔, No. 136, 图9)

过赤道子午面的温度和密度断面上,等温线和等密度线呈现出显著的“垂直辐散”特征。在经度约为 180° 以东的大多数断面具有这一特征,而以西的断面通常没有这一特征。看来,这一特征跟在加利福尼亚外海那样的被证实有近岸上升流发生的地方所迁到的特征,至少有很明显的相似。

克伦威尔流在特征密度具有这种特点或至少是与该密度结构有密切关系的水层中看来确实是存在的。事实上,根据这样的密度分布,在地转平衡中潜流与压力场的关系是密切的。实题在于压力场如何产生和维持。本文试图就迄今观测到的克伦威尔流对它的发生给出一个可能的动力学解释。

当然,对上述这支流的观测多少被局限在一定的场合。在大西洋、印度洋、以至西太平洋中,我们很少得到或者没有得到类似于赤道潜流压力场的资料。流的弱经向分量并没有被观测到。是否能揭示出这种流的季节性变化尚不能肯定。正因为这样,对迄今所得到的观测结果,仍然可以有各种不同的理论上的考虑。因此,我们现在的意图仅仅在于提出其中一种可能的模式。

本文所考虑的模式限于线性系统的范围之内。随着纬度的变化而变化的科里奥利力是非常重要的因子,而且密度的层化对于这个过程也是根本性的因素。赤道上升流局限在赤道附近,我们将它同潜流紧密地结合起来进行了研究。在赤道范围上空的东风首先引起了上升流,其次引起潜流。假定风产生的水平辐散局限在表层以下,那么在表层以下的层,潜流将是存在的。因此,这种较深的层就成为了补偿表面辐散层的辐合层,它相当于过去描述过的特征密度辐散现象中的一种。对于起补偿作用的这种次表辐合层,我们将从两个方面考虑它的机理:一是由于向着赤道流动的流引起的,这种流沿经向均匀地向东流动;二是由于东向流在向东部边界流动时降低了它的速度引起的。前一个模式只适用于赤道海域的中心部分,因为只有在那里潜流才是存在的,而且它具有相当均匀的经向流速。虽然观测的结果似乎说明,这种流的流核速度在Galanagos岛和西经 140° 之间变化并不很大,而且在这个岛附近突然消失了,但是流核的深度似乎沿着东向是减小的,因此,后一个模式是根据东部海域提出来的。

从以下的分析可以看出,所观测到的主要特征可以用十分简单的动力学模式定量的解释。赤道环流同近岸环流的相似也被证实了,而且在近岸上升流的一定范围内,狭窄的近岸潜流也被觉察到了。

2. 对观测结果的解释可归结为以下几点:

(1) 克伦威尔流在赤道及其附近,即大约北纬 2° 和南纬 2° 之间的区域是存在的,而且相对赤道是对称的;(2) 该流的流核大约100米,(3) 在50—500米深度之间,流的厚度大约是400米;(4) 该流(在流核范围内)的最大流速大约100—500厘米/秒;(5) 流核在赤道线上好像是固定的而且非常稳定;(6) 在穿过赤道的子午面上的温度和密度断面显示出明显的特征;即在等温线邻近的层面上具有铅直的扩展现象,这似乎就是克伦威尔流的特征。

当然,在十分靠近赤道的地方,特别是在潜流核的周围,非线性项完全可以同动力平

衡*中的其它项作比较。如果不考虑非线性效应垂直混合的显著性,就无法体现出来,其结果即使在赤道上,也不能详细了解赤道潜流,如流核的深度和流的厚度在被当作为线性的系统时是不能很好的被描述的。

在狭窄的赤道带内,高度关注的活动性并不是诸如有类似关注的活动性的风这样的外力直接作用的结果,但它不是决定因素。更何况在大范围内,风的分布基本上还是均匀的。因此,应该根据动力学机制从大洋系统内部中去寻求那些能够引起大洋中这样一种贯注特色的物理因子。

就赤道范围内上空的表面风来说是相当均匀的,聚集在赤道上的上升流的分布将近似地关于赤道对称。上升流带的宽度依赖于风的条件,但这不是本质的,根本在于依赖密度层的特征和科里奥利参数的变化率。事实说明,如果与风产生上升流有关的水平辐散仅局限在表面层,那么,为了维持表面辐散的辐合作用就需要正好在表面层下有东向的流动。

3、赤道上 升 流

同沿岸的过程一样(Sverdrup等1942),沿赤道的东向风对于我们所考虑的赤道过程似乎是根本性的因素。我们应该注意到,沿太平洋赤道线的平均风的东向分量在180度经线与东海岸之间的大约一半路程的经线上,也就是大约在西经130°至135°范围内对于所有季节都具有最大的强度(Hidaka, 1958)。表面流图(如Cremwell等, 1959, “大洋”)似乎说明,西向表面漂流在西经110°和140°之间的某些经度线上具有最大流速,这与风的分布基本上是一致的。

西向表面漂流的这样一些分布形式将倾向于在东部给出东表面辐散性而在西边辐聚。但是,赤道上升流似乎表明,它至少出现在赤道的东半部,即180°经线以东的地方。因此,在赤道附近广阔范围内维持赤道上升流的基本因子将认为是由流动的经向分量的分布引起的水平辐散。

那么,这样一种机理将类似于近岸上升流,而且与克伦威尔(1952)定性描述的那种流有密切关系。以下的分析将用可测得的量给出赤道上升流的纬向宽度,上升流的流速等的定量解释。

取 x 轴为东向, y 轴为北向(从赤道出发), z 轴向下(从海面出发)上层的方程为:

$$-fv = -\frac{\partial p}{\partial x} + A \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (3.1)$$

$$fu = -\frac{\partial p}{\partial y} + A \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (3.2)$$

其中 f 是科氏参数, p 是压力, u 和 v 分别是水平流速的东向和北向分量, A 是涡动粘滞性(垂直混合系数)。

(3.2)式中的 $A \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}$ 这一项可以忽略掉,因为从本质上说来,它似乎是不重要的。

对于这个表层,我们可以近似地令

*最近予版的R. S. ARTHUR博士的手稿(1959)中试图解决它们的量级。

$$A \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\tau_x + (A \frac{\partial v}{\partial z}) H}{H} \quad (3.3)$$

其中 τ_x 是表面风应力的东西分量。

那么(3.1)式变为

$$\frac{1}{H} (A \frac{\partial u}{\partial z}) H - f v = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\tau_x}{H} \quad (3.4)$$

让我们对所有的层次均假定

$$W \frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{A}{\rho} \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \quad (3.5)$$

其中 ρ 是海水密度且 W 是速度的垂直分量。

于是, 根据(3.2)式和(3.4)式**

$$A \frac{\partial^3 u}{\partial z^3} \simeq -\frac{gA}{f} \frac{\partial^3 \rho}{\partial y \partial z^2} = -\frac{gS}{f} \frac{\partial w}{\partial y} \quad (3.6)$$

其中 $S = \frac{\overline{\partial \rho}}{\partial z}$

假定作为一次近似式, 在 $Z=H$ 处具有最大值, 而在海面处为零的垂直速度在 $Z=H$ 附近可以由下式表示

$$W = W_H \sin \frac{\pi}{2} H z \quad (3.7)$$

在这种情况下, 由(3.6)式可得

$$A \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_H = \frac{gS}{f} \left(\frac{2H}{\pi} \right)^2 \frac{\partial W_H}{\partial y} \quad (3.8)$$

那么(3.4)式变为

$$-\frac{4gSH}{f\pi^2} \frac{\partial W_H}{\partial y} - f v = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\tau_x}{H} \quad (3.9)$$

如果我们遵从克伦威尔的上升流模式, 那么我们可以忽略 $\partial u / \partial x$ 和 $\partial p / \partial x$ 另一方面, 如果我们保留 $\frac{\partial p}{\partial x}$ 并假定它按照REID的密度模式等于 $\frac{2}{5} \frac{\tau_x}{H}$, 那么我们会得到一更好的近似表达式。

在这种情况下, $\partial v / \partial y \approx -W_H / H$, 且(3.9)式变为

$$\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} - \frac{f^2}{gH_1 \Delta \rho} v = \frac{3\tau_x}{5H} \frac{f}{gH_1 \Delta \rho} \quad (3.10)$$

其中 $gH_1 \Delta \rho = 4 \frac{gSH^2}{\pi^2} \quad (3.11)$

方程(3.10)可以写为

*虽然A可能不同于(3.1)式中确定的涡动粘滞系数, 但我们对它们的差别了解甚少, 故在这一粗略的模式中简单地忽略了它们的差别。

**原文误为(1.2)和(1.4)——译者注

$$\frac{d^2 p}{d\xi^2} - \xi^2 p = -\xi \quad (3.12)$$

其中 p 和 ξ 是由下式定义的无量纲

$$v = \left(-\frac{3}{5} \frac{\tau_x}{H} \right) \frac{1}{\beta L_\beta} p \quad (3.13)$$

$$y = L_\beta \xi$$

和
$$L_\beta = \frac{(gH_1 \Delta \rho)^{\frac{1}{4}}}{\sqrt{\beta}} \quad (3.15)$$

定义的, 其中 $\beta = df/\partial y \approx 2 \times 10^{-13}$ 厘米⁻¹秒⁻¹, 且 L_β 是特征长度, 它对于包含在该过程中的长度量是必不可少的。

对于足够大的值 ξ , 可望得到 (3.12) 的解, 这个解趋向于 ξ^{-1} 。同时, 我们可以假定在 $\xi = 0$ 时, $p = 0$, 那么对于足够大的值 ξ , $p \approx \xi^{-1}$ 。

虽然在这些条件下的数值解**对于很大的值 ξ 会给出某些与 ξ^{-1} 的小的偏离, 但是它们在 ξ 的有意义的范围内, 还是足够精确的。假定 $\xi = 0$ 时 $P = 0$; 且 $\xi = 4$ 时, $p = \xi^{-1}$, 那么, 这个解可用图 2 A 的图解表示。考虑到 (3.10) 式是一个带有 τ_x 常数的颇为粗略的方程, 而且所得到的 p 值对于我们所关心的那些大的 ξ 值来说能较好地接近 ξ^{-1} , 所以实际上这个近似表达式是很好的。

因此, 所确定的重要数值具有以下的量值:

(i) p 的初始斜率

$$\left. \frac{dp}{d\xi} \right|_{\xi=0} \approx 0.60$$

(ii) 与 p 的最大值对应的 ξ

$$\xi_M \approx 1.45$$

(iii) p 的最大值

$$P_{\max} \approx 0.51$$

(iv) p 的拐点以及该点处的斜率

$$\xi_i \approx 2.3, \quad \left. \frac{dp}{d\xi} \right|_{\xi_i} \approx -0.14$$

为了求出上述数值, 其中的物理量由以下各式给出:

(i) 上升流范围的经度宽的一半

$$y_M \approx 1.45 L_\beta$$

(ii) v 的最大值

$$v_M \approx -\frac{0.60}{\beta L_\beta} \left(\frac{5}{3} \frac{\tau_x}{H} \right)$$

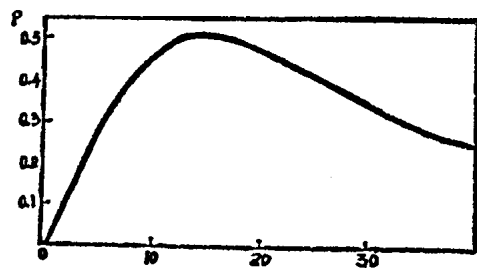
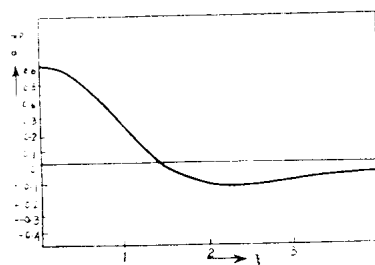


图 2 A 径向速度的纬向分布: 用无量参数表之



** (1.11) 式 (原文如此一译者注) 的解由下式给出

$$P(\xi) = \frac{dp}{d\xi} \Big|_0 \xi \left(1 + \frac{\xi^4}{5 \cdot 4} + \frac{\xi^8}{9 \cdot 8 \cdot 5 \cdot 4} + \frac{\xi^{12}}{13 \cdot 12 \cdot 9 \cdot 8 \cdot 5 \cdot 4} + \dots \right) \\ - \frac{\xi^3}{3!} \left(1 + \frac{\xi^4}{7 \cdot 6} + \frac{\xi^8}{11 \cdot 10 \cdot 7 \cdot 6} + \frac{\xi^{12}}{13 \cdot 14 \cdot 11 \cdot 10 \cdot 7 \cdot 6} + \dots \right)$$

(iii) 在赤道上, 上升流的流速

$$w_H|_{y=0} \simeq 0.60 \left(\frac{5}{3} \beta \frac{\tau_x}{L_\beta^2} \right)$$

(iV) 对于最大下降值 y 及其最大下降速度

$$y_S \simeq 2.3 L_\beta$$

$$w_S \simeq -\frac{3}{5} \beta \frac{\tau_x}{L_\beta^2} \times 0.14$$

在太平洋的赤道区域内的实测密度资料表明, 500米以上的平均垂直稳定度 $\overline{\frac{\partial p}{\partial z}}$ 大约为 $6-8 \times 10^{-8}$ 。由于这些物理量的值受这个区域所选用的稳定度的变化的影响很少, 所以 6×10^{-8} 这个值将被采用。

令 $H=10^4$ 厘米, $\tau_x = -0.5$ 达因厘米⁻², 我们得到 $gH, \Delta p \simeq 2.5 \times 10^8$ 厘米²秒⁻²

$$L_\beta \simeq 1.57 \times 10^7 \text{ 厘米}$$

利用上述各个数值可得到:

(i) $y_M \simeq 2.3 \times 10^7$ 厘米 (纬度: 北纬 2.3° 和南纬 2.3° 间)

(ii) $v_M \simeq 4.9$ 厘米⁻¹ (向极地)

(iii) $w_H|_0 \simeq -3.0 \times 10^{-8}$ 厘米秒⁻¹ (上升流)

(iV) $y_S \simeq 3.6 \times 10^7$ 厘米 (纬度: 南北纬 3.6° 之间)

$w_S \simeq 0.7 \times 10^{-3}$ 厘米秒⁻¹ (下降)

所有这些数值在同迄今为止的观测资料的平均值相比可看出是很合理的。注意, 这些值仅依赖于平均垂直稳定度, τ_x 和 H 是由观测值给出的。

4. 赤道潜流(克伦威尔流)

现在让我们用同样的方程 (3.1)、(3.2) 和 (3.5) 研究 $Z=H$ 以下的层次。近似式 (3.3), 从而 (3.4) 对于我们现在所贯注的层次就不是正确的了。由 (3.1) 式和 (3.2) 式消去压力项得到

$$-f \frac{\partial w}{\partial z} + \beta v \simeq -A \frac{\partial^3 u}{\partial y \partial z^2} \quad (4.1)$$

由于 (3.6) 式是有效的, 所以 (4.1) 变为

$$f \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \beta \frac{\partial v}{\partial z} \simeq -gs \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{f} \frac{\partial^3 w}{\partial y} \right) \quad (4.2)$$

然后, 如果我们假定 $\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial w}{\partial z}$, (4.2) 式就会产生如下结果:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \simeq -gs f \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{1}{f} \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad (4.3)$$

如果我们进一步地假定

$$w(y, z) = w_H(y) F(z)$$

其中 $w_H(y)$ 当 $w_H = -H \frac{\partial v}{\partial y}$ 时满足 (3, 10) 式, 那么我们从 (4, 3) 和 (3, 10) 式不难看出

$$\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + \frac{S}{HI\Delta\rho} F = 0 \quad (4.4)$$

因此

$$F(z) = F_0 \cos \sqrt{\frac{S}{HI\Delta\rho}} (z-H)$$

从而有

$$w(y, z) = w_H(y) \cos \frac{z\pi}{Lz} (z-H) \quad (4.5)$$

其中, 在 (1.10)* 意义下,

$$Lz = 2\pi \left(\frac{HI\Delta\rho}{S} \right)^{\frac{1}{2}} = 4H \quad (4.6)$$

只要有了 $w(y, z)$ 的表达式 (4, 5), 我们就可以令

$$u(y, z) = u_M(y) \sin \frac{2\pi}{Lz} (z-H) \quad (4.7)$$

在该式中, $u_M(y)$ 可以由 (3.6) 和 (4.5) 式确定, 即

$$\begin{aligned} u_M(y) &= \frac{1}{A} \left(\frac{Lz}{2\pi} \right)^3 \frac{g^s}{f} \frac{\partial w_H}{\partial y} \\ &= -\frac{3}{5} \frac{\tau_X}{A} \left(\frac{Lz}{2\pi} \right) (1 - \xi_P) \end{aligned} \quad (4.8)$$

对于 $f=0$,

$$u_M|_0 = -\frac{3}{5} \frac{\tau_X}{A} \left(\frac{Lz}{2\pi} \right) \quad (4.9)$$

运用 (4, 7) 和 (4, 8), 全输量是

$$\begin{aligned} M_X &= 2 \int_0^{y_s} dy \int_H^{H+Lz} dz u(y, z) dz \\ &\simeq -4 \left(\frac{Lz}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{3}{5} \frac{\tau_X}{A} \right) Lz \int_0^{\xi_P} (1 - \xi_P) d\xi \\ &\simeq -4 \left(\frac{Lz}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{3}{5} \frac{\tau_X}{A} \right) \times 1.09 \end{aligned} \quad (4.9)$$

上式自 $\xi_P=2.3$ 之后成立。

M_X 同 $u_M|_0$ 的比率并不依赖于 A , 而仅仅依赖于 H 和 Lz , 由下式给出

$$\begin{aligned} \frac{M_X}{u_M|_0} &\simeq 4 \left(\frac{Lz}{2\pi} \times 1.09 Lz \right) \simeq \frac{8.72}{\pi} HLz \\ &\simeq 4.4 \times 10^{11} \text{厘米}^2 \end{aligned}$$

*原文如此。——译者注。

因观测值是 $M_x \approx 40 \times 10^{12}$ 厘米³秒⁻¹, $u_M|_0 \approx 10^2$ 厘米秒⁻¹, 故有

$$\frac{M_x}{u_M|_0} \approx 4.0 \times 10^{11} \text{ 厘米}^2$$

所以计算值同观测值是非常接近的。

$u_M|_0$ 和 M_x 的值依赖于 A 的值, 而 A 比所包含的任何其它的可观测量小得多。可是, 如果我们设 $A = 20$ 厘米²秒⁻¹, 那么

$$u_M|_0 \approx 96 \text{ 厘米秒}^{-1}$$

$$M_x \approx 42 \times 10^{12} \text{ 厘米}^3 \text{秒}^{-1} = 42 \times 10^6 \text{ 米}^3 \text{秒}^{-1}$$

它同观测值是非常接近的,

虽然我们在上述计算中假定了涡动粘滞性等于涡动弥散性, 但是 $A \approx 20$ 厘米²秒⁻¹ 这个值还是完全可以接受的。

潜流的厚度由下式给出

$$Lz|_2 = 200 \text{ 米} \quad (4.10)$$

潜流核的深度, 自上层 $Z=H$ 的底部量起的值为。

$$Lz|_4 = 100 \text{ 米} \quad (4.11)$$

就我们所涉及到的潜流的深度和厚度, 即得到的 (4.10) 和 (4.11) 的值来说, 仅仅是给出了它们的粗略的量级。观测到的潜流核比较浅而厚度比较大。虽然追溯这个矛盾的来源是困难的, 但是在 100 至 200 米深之间的层次中实际观测到的密度资料所反映出来的较大的垂直稳定度说明会有可能造成很浅的潜流核和较大的厚度。

为了导出 (3.5), 我们假定垂直速度在 $Z=H$ 处对于所有涉及到的纬度区域有一个最大值。即使接受了这个假定, 上边导出的 $W_H(y)$ 对高于 4 或 5 度的纬度区域内也是不正确的, 因为东向风速向北增大产生的风应力旋度对于 W_H 的分布所起的作用并不亚于由科氏参数随纬度变化产生的旋度所起的作用。

因此, 如果我们把 (3.10) 中的 τ_x 如同观测的那样作为 y 的函数, 那么我们可以在像 7. 这样高的纬度上得到上升流。在非常现实的情况下, 解 $W_H(y)$ 或许类似于 $W_H(0) \cos ly$ 一类的形式, 其中 $l = 2\pi/Ly \approx 2\pi/8 \times 10^7 \approx 0.8 \times 10^{-7}$ 厘米⁻¹。

在这种情况下**, 对于 y 的较大的值,

$$\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{f^2}{gs} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \approx 0 \quad (4.12)$$

所以

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{gs l^2}{f^2} w \approx 0$$

那么得到

$$w \approx W_{He} \times p \left[-\frac{\sqrt{gs l}}{f} (z-H) \right] \quad (4.13)$$

**方程 (4.3) 也可以写为

$$gs \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} + i^2 \frac{\partial^4 w}{\partial y^2 \partial z^2} + 6 f \beta \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z^2} + 6 \beta^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \approx 0$$

对于 y 的较小的值,

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \approx -\frac{gs}{6\beta^2} \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \quad (4.14)$$

所以
$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{gs l^4}{6\beta^2} w \approx 0$$

它的解将是
$$w = w_H \cos \frac{\sqrt{gs} l^2}{\sqrt{6}\beta} (z-H) \quad (4.15)$$

在 (4.13) 式中, 令 $gs = 6 \times 10^{-5} \text{秒}^{-2}$, $l = 0.8 \times 10^{-7}$, 对于

$$z = \frac{f}{6.4 \times 10^{-10}} \text{厘米}$$

我们得到:

$$w(z)/w(0) \approx e^{-1}$$

在纬度 6° 的地方, $z \approx 190$ 米, 在 10° 地方, $z = 315$ 米。在 (4.15) 式中, 令

$$w \approx W_M \cos \frac{2\pi}{Lz} (z-H),$$

则
$$Lz \approx 2\pi \times 10^4 \text{厘米} \approx 628 \text{米}$$

因此, 垂直流速在高纬度区并不随深度而改变其符号, 这样看来, 假定它是由形如 $w_H \sim \cos ly$ 给出的, 那么它就可以用于十分靠近赤道的海域了。

正如从 (3.1) 式所看到的, 赤道潜流的宽度略大于表面上升流的宽度。

潜流宽度的一半就是赤道和最大下降之间的距离, 最大下降出现在 3.6° 。

从 (1.7) 式 (原文如比一译者注) 得:

$$\left(A \frac{\partial u}{\partial z} \right)_H = -\frac{3}{5} \tau_x (1 - p\xi) \quad (4.16)$$

因为这个解对于大的 ξ 值, 应该肯定地有 $p\xi \rightarrow 1$, 所以切应力 $(A \partial u / \partial z)_H$ 在除开赤道以外的纬度上可以忽略不计。事实上, 凡 ξ 超过 $\xi = \xi_i \sim 1.45$ 时, 这种应力是很小的, 而且当 ξ 超过 $\xi = \xi_i \sim 2.3$ 时, 它就可以忽略不计了。这两种情况分别对应于表面上升流区域和潜流外部边界。所以, 潜流在那样的一种区域内是存在的, 在那里, $(A \partial u / \partial z)_H$ 有一个可以同表面风应力相比拟的显著值。在图 2C 中给出了 $1 - p\xi$ 的计算曲线, 潜流流核速度的计算值在赤道上是 96厘米秒^{-1} , 在南北纬 1° 上是 75厘米秒^{-1} , 在南北纬 2° 上是 36厘米秒^{-1} , 在南北纬 3° 上是 8厘米秒^{-1} , 在南北纬 4° 的西向上是 2厘米秒^{-1} 。

经向环流将由 (3.10) 和 (4.3) 式的解得到。

对于 $Z > H$,

$$v = -\frac{\pi}{2} v_0(y) \sin \frac{2\pi}{Lz} (z-H) \quad (4.17)$$

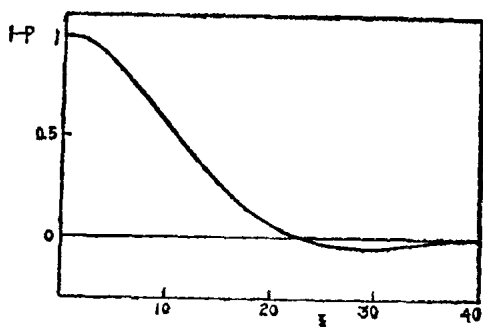


图 2C 流速的东—西分量的纬向分布;
用无维参量表之。

其中 $V_0(y)$ 表示由 (3.10) 式给出的表面层中平均的经向速度。因此, 在表层之下存在有向着赤道的流动, 这种流动在低于 2.3° 的纬度上导致了次表层的辐合, 在高于 2.3° 的纬度上导致了辐散。

5. $\frac{\partial u}{\partial x}$ 起主要作用的模式

我们再次假定, 在 $Z=H$ 处, 垂直速度获最大值。在 $Z=H$ 之下的层中, 向着赤道的流动的存在性只有在下述前提下才与次表层的辐合现象相吻合, 即在海水向南运动过程中或者通过弥散, 或者通过平流的作用使得相对涡度减少。另一方面, 在没有这种摩擦效应或有加速度作用的情况下, 在流的纬向分量中的经向变化可以维持次表面的辐合。当东向流在向大洋的东部边界流动且流速减少时就会出现这种情况。在这种情况下, 流动的经向分量指向极地, 而且在十分靠近赤道的该分量引起的辐散可以完全由东向流予以补偿。要注意, 就地转水平辐散和经向流之间的关系而言, 赤道是一个例外的地方。除了极低纬度以外, 经向流能产生地转辐合, 从而维持上部海水向上的运动 (STOMMEL, 1956; YOSHIDA 和 MAO, 1957)。

关于这一点, 可以从 (4.1) 式中对 y 微分导出的以下方程马上看出来:

$$-f \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial y} - 2\beta \frac{\partial w}{\partial z} - \beta \frac{\partial u}{\partial x} \approx A \frac{\partial^4 u}{\partial y^2 \partial z^2} \quad (5.1)$$

其中运用了以下关系:

$$\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z}$$

令 $2\beta = 2 \times 10^{-13}$, $w = 10^{-1}$, $|\partial/\partial z| \sim 10^{-1}$, $u = 10^2$, $|\partial/\partial x| \sim (5 \times 10^3)^{-1}$

那么

$$\left| 2\beta \frac{\partial w}{\partial z} \right| = 4 \times 10^{-13} \times 10^{-1} = 4 \times 10^{-20}$$

$$\left| \beta \frac{\partial u}{\partial x} \right| = 2 \times 10^{-13} \times 10^2 \times \frac{1}{5} \times 10^{-3} = 4 \times 10^{-20}$$

就相应的潜流的运动尺度来说, 假定 A 在 C 、 G 、 S 制中的量级为 10, 那么便可以看出, (5.1) 式右边的摩擦项完全可以同这两项相比较。但是, 我们可以假定在这个模式中, $Z=H$ 以下的这一层是准地转的模式, 它与前一节提出的模式是大不相同的。

无论如何, 根据忽略了混合项的 (5.1) 式可得:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\left(2 \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{f}{\beta} \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial y} \right) \quad (5.2)$$

在赤道上,

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -2 \frac{\partial w}{\partial z}$$

如果我们令

$$\frac{\partial w}{\partial z} \approx \frac{w(D) - w(H)}{D - H} \approx \frac{1 \times 10^{-3} - (-1 \times 10^{-3})}{4 \times 10^4} = \frac{1}{2} \times 10^{-7} \text{ 秒}^{-1}$$

那么

$$\frac{\partial u}{\partial x} \simeq -1 \times 10^{-7} \text{ 秒}$$

假定在东部边界上 $u = 0$, 则

$$u(x) \sim -1 \times 10^{-7} x$$

当 $x = 5 \times 10^8$ 时,

$$u(x) \sim 50 \text{ 厘米秒}^{-1}$$

因为 $u(x)$ 表明了赤道上的平均东向流速, 所以得到的值是合理的。

上述的想法事实上可以用 *MUNK* 的质量输送理论 (1959) 作一小的修正后来解释。根据简单的涡度方程, 并依照对于大洋的中心部分和东边部分作的假定:

$$-f \frac{\partial w}{\partial z} - \beta v = \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) \quad (5.3)$$

那么, 我们可以把大洋分成两层, 使其交界面在无水平辐散的深度。上层(即下标 1)对应于上部混合层, 在这一层, 风的混合发挥了作用, 下层(即下标 2)被假定为无摩擦层。对每一个上层和下层, 垂直积分 (5.3) 得到

$$-fw_H + \beta My_1 = \text{curl}_z \tau \quad (5.4)$$

$$fw_H + \beta My_2 = 0 \quad (5.5)$$

其中 $w(0) = w(D) = 0$

$$My_1 = \int_0^H v dz, \quad My_2 = \int_H^D v dz$$

对 y 微分 (5.4) 和 (5.5) 式, 且令 $f = 0$, 我们得到

$$\beta \left(\frac{\partial My_1}{\partial y} - w_H \right) = \frac{\partial}{\partial y} \text{curl}_z \tau \quad (5.6)$$

$$\beta \left(\frac{\partial My_2}{\partial y} + w_H \right) = 0 \quad (5.7)$$

就 $w_H = u_H \frac{\partial H}{\partial x} + V_H \frac{\partial H}{\partial y}$ 而言, 应有

$$\frac{\text{div} H}{M_1} = \frac{\text{div} H}{M_2} = 0$$

那么 (5.6) 和 (5.7) 式可以写为

$$\frac{\partial Mx_1}{\partial x} = -\frac{1}{\beta} \frac{\partial \text{curl}_z \tau}{\partial y} - w_H \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial Mx_2}{\partial x} = w_H \quad (5.9)$$

在大洋东部边缘 $X = X_e$ 取边界条件 $Mx_1 = Mx_2 = 0$, 对上两式积分得到

$$Mx_1 = \frac{1}{\beta} \int_X^{X_e} \frac{\partial \text{curl}_z \tau}{\partial y} dx + \int_X^{X_e} w_H dx \quad (5.10)$$

$$Mx_2 = - \int_X^{X_e} w_H dx \quad (5.11)$$

方程 (5.9) 和 (5.11) 所代表的差不多和 (5.3) 式是同一回事。在年度平均中

$$\int_x \frac{x \partial \text{curl}_z \tau}{\partial y} dx$$

是正的, 所以, 在 *MUNK* 的结果中, 沿着赤道线的全输送量的纬向分量是向东的。另一方面, *REID* 的结果 (1948) 表明, 在赤道线上是向西输送的, 因为他研究了10月至11月期间的情

况, 当时他的风资料给出的 $\frac{\partial \text{curl}_z \tau}{\partial y}$ 是负值。在 *Mnnk* 的结果中, 赤道线上向东的输送量提供了赤道潜流存在的证据, 但不能说明有向东道偏南扩展的表面赤道逆流存在。

在 (5.2) 式中, 如果我们简单令

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial z} &\approx -w_H/D_0, \\ \frac{\partial u}{\partial x} &= -\frac{1}{f\beta} \frac{\partial}{\partial y} (f^2 \frac{\partial w}{\partial z}) \approx \frac{1}{f\beta D_0} \frac{\partial}{\partial y} (f^2 w_H) \end{aligned} \quad (5.12)$$

因此

$$u \approx -\frac{X}{f\beta D_0} \frac{\partial}{\partial y} (f^2 w_H) \quad (5.13)$$

可以看出, 东向流 ($u > 0$) 出现在很接近赤道的区域, 在这种情况下, 东向流的宽度比表面上升流稍窄一点。

如果我们运用在第3节中得到的结果 w_H , 可以看出, 潜流的外部边界大约在 $\xi = 0.95$ 的地方, 对应着南北纬大约 1.5° 。(5.13) 式可以写为:

$$u = -\frac{3}{5} \frac{\tau_x}{\beta L^2} \frac{x}{D_0} \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{dp}{d\xi} \right)$$

如果我们令 $\tau_x = -0.5$, $x = 5 \times 10^8$, $D_0 = 3 \times 10^4$, 则

$$u = 10^2 \left\{ \frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^3 \frac{dp}{d\xi} \right) \right\} \text{厘米秒}^{-1}$$

纬度: $\varphi(0)$		u (厘米秒 $^{-1}$)
0	0	120
0.3	0.2	112
0.6	0.4	89
0.9	0.6	59
1.3	0.8	30
1.6	1.0	-10
1.9	1.2	-37
2.2	1.4	-52

关于这个模式比上节的模式所描述的潜流要窄得很多。这种流实际观测到的宽度或许会

同这里提出的模式更相近。

6. 同沿岸上升流的相似性

我们可以找出赤道上升流和沿岸上升流之间的某些相似之处。让我们假定使用类似的方程和大洋边缘上的岸边边界。

方程是：

$$-fv = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (6.1)$$

$$fu = -\frac{\partial p}{\partial y} + A \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (6.2)$$

$$Sw = A \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \quad (6.3)$$

其中所有符号所代表的量和上些节中的一样，岸边假定是在 $X=L$ 。

根据 (6.2)

$$fu = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\tau_y + (A \frac{\partial u}{\partial z})_H}{H} \quad (6.4)$$

根据 (6.1) 和 (6.3)

$$A = \frac{\partial^3 v}{\partial z^3} = \frac{gs}{f} \frac{\partial w}{\partial z} \quad (6.5)$$

假定

$$w = w_H \sin \frac{\pi}{2H} z, \quad v = v_0 \cos \frac{\pi}{2H} z$$

(6.4) 变成

$$A \left(\frac{\pi}{2H} \right)^3 v_0 = \frac{gs}{f} \frac{\partial w_H}{\partial x}$$

$$\text{从而 } (A \frac{\partial v}{\partial z})_H = - \left(\frac{2H}{\pi} \right)^2 \frac{gs}{f} \frac{\partial w_H}{\partial x}$$

假定 $\partial u / \partial x = -w_H / H$ ，且 $\partial p / \partial y \approx 0$ ，(4.4) 变成

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{f^2}{gH1\Delta\rho} u = -\frac{f}{gH1\Delta\rho} \frac{\tau_y}{H}$$

$$\text{其中 } gH1\Delta\rho = \frac{4gSH^2}{\pi^2} \quad (6.7)$$

这就是同表示上升流的 (3.10) 式相似的方程。

主要差别在于，科氏参数 f 在岸边上升流的情况下可以当作常数。

在这种情况下，特征长度是 $\sqrt{gH1\Delta\rho/f}$ 它有点像科压运动形变的半径。这样，我们

得到对于 $x=0$ 有 $u=0$ ，对于 $x \rightarrow -\infty$ 有 $u \rightarrow \frac{\tau_y}{fH}$ 。

那么，当 τ_y = 常数时，解的形式是

$$u = \frac{\tau_y}{fH} \left[1 - e^{-\frac{f}{\sqrt{gH1\Delta\rho}}(L-x)} \right] \quad (6.8)$$

$$\text{从而 } w_H = \frac{\tau_y}{\sqrt{gH1\Delta\rho}} e^{-\frac{f}{\sqrt{gH1\Delta\rho}}(L-x)} \quad (6.9)$$

在沿岸边的地方, 假定

$$v = v_M \sin \frac{2\pi}{4H} (z-H),$$

$$\text{得到 } v_M = -\left(\frac{2H}{\pi}\right) \frac{\tau_y}{A}$$

令 $gs = 10^{-4}$ 和 $H = 5 \times 10^3$, 我们有

$$gH1\Delta\rho = 10^3 \text{ 厘米}^2 \text{秒}^{-2}$$

对于 $f = \frac{1}{2} \times 10^{-4}$,

$$\frac{f}{\sqrt{gH1\Delta\rho}} = 1.6 \times 10^{-6} \text{ 厘米}^{-1} \quad (6.10)$$

对于 $\tau_y = -0.5$,

$$w_H = \frac{\tau_y}{\sqrt{gH1\Delta\rho}} = -1.6 \times 10^{-2} \text{ 厘米秒}^{-1} \quad (6.11)$$

假定 $A = 50$, 则

$$v_M \approx 33 \text{ 厘米秒}^{-1} \quad (6.12)$$

例如, 在加利福尼亚海岸之外, 这样一种速度的潜流并没有观测到。

上升流以及潜流的宽度将是很小的*正如(6.10)式中所看到的小于50千米, 那么要从原始观测记录中检出这种流将是困难的。此外, 邻近岸边海区的水浅可能助长了这种潜流的发展。虽然这种情况可能实际存在, 但是必须进一步地去直接测量这种流才能真正地发现它。在加利福尼亚海岸外的上升流区域内, 在温跃层之下存在有北向地转流(同表面风向相反)已经有过报告(SVERDRUP等, 1942; YOSHIDA和MAO, 1957)。

这两种流相似的根本之点是在沿着赤道和近岸的狭窄边界区域内垂直混合贯穿的比较深。产生如此之深的混合或许是由于在科氏力分量消失的边界处的强流方向上这种混合要同压力梯度取得完全的平衡所引起的。在离开边界一定的距离上, 压力梯度差不多可以平衡掉科氏力, 而达到地转平衡。

在上述两种情况下, 潜流可以出现在垂直混合的深度相当大的区域内。

$$\text{*根据 } A \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{gs}{f} \frac{\partial w}{\partial x},$$

$$-\left(\frac{\pi}{2H}\right)^2 A v_M = \frac{gs}{f} \frac{\partial w_H}{\partial x} = \frac{s\tau_y}{H1\Delta\rho} e^{-\frac{f}{\sqrt{gH1\Delta\rho}}(L-x)}$$

$$v_M = -\frac{gs}{A} \left(\frac{2H}{\pi}\right)^2 \frac{\tau_y}{gH1\Delta\rho} e^{-\frac{f}{\sqrt{gH1\Delta\rho}}(L-x)}$$

$$= -\frac{2H}{A\pi} \tau_y e^{-\frac{f}{\sqrt{gH1\Delta\rho}}(L-x)}$$

结论要点:

似乎可以说,大洋中存在一种不那么完全固定的流动,即克伦威尔流,这种流固定在赤道线上,而且仅仅局限于偏离赤道一到两度的范围内,还具有相对于赤道的良好对称性!例如,赤道逆流是一相当窄的流,不过也发现它在其位置和强度上均显示出相当大的季节性振动。其位置只能用某个纬度内的统计平均值予以圈定,这个纬度范围基本上依赖于大尺度的风应力分布。就我们现在所能参考的任何一种观测得到的流来说,似乎可以推测,克伦威尔流现象是赤道自身的特征。我们有一个深刻的印象,赤道附近的海水,特别是次表层的海水,似乎“能很准确地感知它们是在赤道上”。它们为什么能够做到这一点?答案很简单,赤道有一个独特之点,即因地球自转引起的涡动在赤道上消失了!注意到下述事实是有意义的,赤道上升流的宽度,与潜流一样本质上是由与密度层化或平均垂直稳定度有关的特征因子决定的。选用平均垂直稳定度的合理值,可以计算出上升流的宽度在南北纬 2.3° 之间。在一定的假设条件下, U 和 V 的纬度分布可以合理地确定。可以发现,在温跃层以下,辐合层将有约200米的厚度。

在辐合层中,东向流是存在的,而且在赤道上该流流核是在辐合层的中部。当然,理论上的模式太粗以致不能根据它得到东向流的垂直分布。如果假定涡动粘滞性和涡动弥散性约为20,那么,可得到潜流在流核部分的流速值为 100厘米秒^{-1} ,而且总的东向输送量变成 $40 \times 10^6 \text{米}^3 \text{秒}^{-1}$ 。

现在所用的模式表明,在邻近赤道的海域,垂直混合向下扩展到温跃层以下的层次。

在垂直混合贯穿深度大的海区,东向流是存在的。因此,潜流可以这样解释,在赤道附近,它是由作用在 $Z=H$ 表面上的垂直切应力来支撑其运动的。

就我们所见而言,穿过赤道的特征密度所具有的特点是由潜流体现出来的。在辐合层上边包含了潜流。赤道区域上空开阔的东风维持了潜流的运动。如果这是潜流存在的唯一的根本的条件,那么很自然地想到,这种流在大西洋中也应该存在。很有趣的是,日本人在印度洋中东部沿赤道部分取得的观测资料与在太平洋东部得到的穿过赤道的热量特征有着十分明显的相似(YAMANAKA, 1958)。观测是在一月份做的。虽然报告中没有提到风况,但是在这些海区通常的风况似乎与其它大洋有着很大的差别。

赤道区域内与近岸区域内的密度分布间的相似性似乎是它们所包含的动力过程的实际相似性的表示。由于近岸海域水浅,近岸潜流不可能像赤道潜流那样得到反应,因此,这种强大潜流的显著现象事实上不可能存在。但是,正如本作者以前指出过的密度分布似乎表明,在加利福尼亚沿海上升流活动期间,一定要出现地转北向流。对流的直接测量应该能检出这种狭窄的次表层逆流。

参考文献12篇(略)

王文质译自 *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 15,
No. 4, 1959

蔡清贵校

郭忠信复校