中国科学: 地球科学 2011 年 第 41 卷 第 11 期: 1697 ~ 1705
www.scichina.com earth.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

论 文

南极绕极流及经圈翻转流的双平衡态理论

巢纪平[①②], 李耀锟[③④*]

① 国家海洋环境预报中心, 北京 100081;
② 国家海洋局第一海洋研究所, 青岛 266061;
③ 中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室, 北京 100029;
④ 中国科学院研究生院, 北京 100049
* 联系人, E-mail: lyknq@lasg.iap.ac.cn

收稿日期: 2011-03-01; 接受日期: 2011-07-06
全球变化研究重大科学研究计划(编号: 2010CB950300)资助

摘要 利用非线性惯性理论研究南极绕极流及其经圈环流. 模型分为上下两层, 上层为 Ekman 层, 主要由海表风应力驱动; 下层为温跃层, 其运动由理想流体的非线性方程控制. 通过确定普适函数的形式求得温跃层中惯性模型的解. 计算结果表明, 在上层条件不变的情况下, 温跃层存在两个平衡态解. 平衡态 1 的流函数分布较为平滑, 经圈环流深度较浅, 纬圈流强度较小; 平衡态 2 的流函数会出现不连续的状况, 经圈环流可达 2000 m 深, 纬圈流的强度要比平衡态 1 大. 两个平衡态中纬圈流在温跃层中均存在一个大值区. 理论结果特别是平衡态 2 的结果与资料较为接近.

关键词
南极绕极流
经圈翻转流
惯性理论
双平衡态

南极绕极流(Antarctic Circumpolar Current, ACC)环绕整个南极大陆, 连接了太平洋、印度洋、大西洋三大海盆, 是南半球海洋环流最主要的特征[1,2]. ACC 及其经圈翻转流(Meridional Overturning Circulation, MOC)对大洋热量、盐分等的输送起着重要作用, 由此对全球气候产生重要影响[1,3].

ACC 主要由海表风应力驱动, 但是风应力及温盐强迫的相对重要性及相互作用仍有待研究[4,5]. 随着技术的进步和人们对南大洋重要性认识的增加, 科学界开展了一系列针对南大洋的观测实验, 如 WOCE(World Ocean Circulation Experiment), ISOS (International Southern Ocean Studies), SOOS(The Southern Ocean Observing System)等, 对南大洋的观测和认识取得了长足的进步. 但人们仍没能形成对 ACC 系统形成的完整理论认识[6]. 因此, 采取不同的思路和方法研究将会加深对 ACC 的认识, 为进一步理解 ACC 提供帮助.

本文试图利用惯性理论来研究 ACC 及其经圈翻转流. 惯性理论在保留了方程中的非线性项的基础上, 得到若干物理量的守恒关系, 并据此引入普适函数以封闭理论, 从而在一定边界条件下求得问题的解. 惯性理论的关键在于普适函数的确定, 不同的方法会得到不同的普适函数, 因此, 合理的取法将会使问题的解变得简洁而明确, 通常的取法是利用边界外部的信息来确定普适函数的形式.

惯性理论很早就被海洋和大气科学家们所采用. 如 Fofonoff 和 Montgomery[7]在 1955 年研究赤道潜流时就曾提出过赤道潜流形成的绝对涡度经圈输送守

英文引用格式: Chao J P, Li Y K. Two equilibria of the Antarctic Circumpolar Current and its associated Meridional Overturning Circulation . Sci China Earth Sci, 2011, doi: 10.1007/s11430-011-4304-0

恒的理论; Charney[8]在同年研究湾流的文章也使用了惯性理论, 巢纪平[9]在 1957 年研究青藏高原大地形对西风气流的影响一文中也使用过类似的理论方法; Pedlosky[10]在 1987 年发展了 Fofonoff 等的绝对涡度守恒理论并称之为惯性理论; Johnson 和 Moore[11]在 1997 年给出了次表层回流的一个惯性理论; 巢纪平等[12]发展了 Anderson 和 Moore[13]的跨赤道惯性急流理论, 分析了急流中多平衡态存在的条件. 但是目前尚未有利用惯性理论来研究 ACC 的工作, 因此, 将惯性理论应用到 ACC 的研究中会有利于加深对 ACC 的研究, 有助于惯性理论的发展.

1 模型的建立

在经圈平面内, 将海洋分为上下两层, 上层是 Ekman 层, 下层是温跃层, D, H 分别为两层层底的位置. 坐标原点取在海表处, y 轴向北为正, z 轴向上为正(如图 1). ACC 海域经向范围从 0 到 L.

1.1 Ekman 层

Ekman 层中科氏力、气压梯度力和垂直湍流粘性力相平衡:

$$-fv_1=\kappa\frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2}, \tag{1}$$

$$fu_1=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p_1}{\partial y}+\kappa\frac{\partial^2 v_1}{\partial z^2}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial y}+\frac{\partial w_1}{\partial z}=0. \tag{3}$$

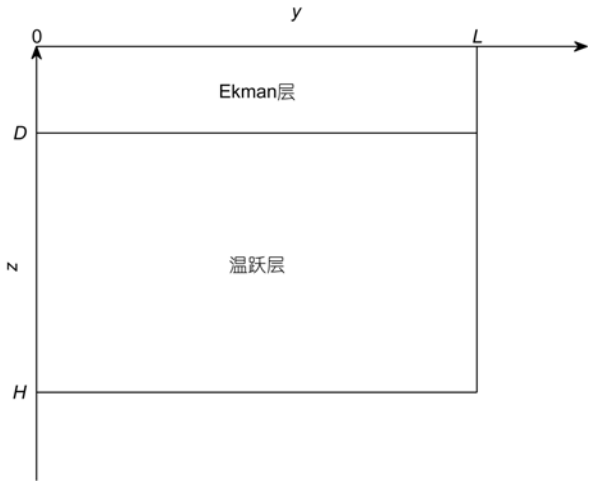


图 1 模型框架图

水平流速(u_1,v_1)满足海表边界条件:

$$\left(\kappa\frac{\partial u_1}{\partial z}\right)_{z=0}=\frac{1}{\rho_0}\tau^x,\quad \left(\kappa\frac{\partial v_1}{\partial z}\right)_{z=0}=0, \tag{4}$$

其中κ是运动垂直湍流交换系数, f 为科氏参数, ρ_0 为参考态密度, τ^x 为风应力的纬向分量, 其他符号同常用符号.

下边界条件取在无穷深处, 并假定在无穷深处 u_1, v_1=0. 由于 Ekman 层中的混合作用十分剧烈, 令(2)式中等号右端第一项为常数, 即 y 方向的水平压力梯度力项不随深度变化. 在上述条件下, 计算得到方程(1), (2)的解:

$$u_1=me^{\frac{z}{h_E}}\sin\left(\frac{\pi}{4}+\frac{z}{h_E}\right)+u_g, \tag{5}$$

$$v_1=me^{\frac{z}{h_E}}\cos\left(\frac{\pi}{4}+\frac{z}{h_E}\right), \tag{6}$$

其中

$$h_E=\sqrt{-\frac{2\kappa}{f}},\ m=\frac{\tau^x}{\rho_0\sqrt{-f\kappa}},\ u_g=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p_1}{\partial y}.$$

由于是在南半球, 科氏参数f为负数, 因此 h_E, m 均为实数.

根据方程(3)引入流函数

$$v_1=-\frac{\partial\psi_1}{\partial z},\ w_1=\frac{\partial\psi_1}{\partial y}. \tag{7}$$

(6)式对 z 积分, 可求解出 ψ_1:

$$\psi_1=-\frac{h_E}{2}(u_1-u_g+v_1)+c, \tag{8}$$

其中 c 为积分常数. 海表处应为一条流线, 令 ψ_1=0, 于是

$$\psi_1=-\frac{1}{2}(u_1-u_g+v_1)h_E+\frac{\sqrt{2}}{2}mh_E. \tag{9}$$

1.2 温跃层

利用惯性理论来研究温跃层, 温跃层的控制方程组如下:

$$v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}-fv=0, \tag{10}$$

$$v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}+fu=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial y}, \tag{11}$$

$$v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial z}+g\alpha\theta, \tag{12}$$

$$v\frac{\partial\theta}{\partial y}+w\frac{\partial\theta}{\partial z}+\Gamma w=0, \tag{13}$$

$$\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0, \tag{14}$$

其中θ为扰动位温，$\Gamma=\mathrm{d}\bar{\theta}/\mathrm{d}z$为参考态位温垂直变化率, α为海水的热膨胀系数, p为扰动压力.

由(14)式引入流函数，则方程(10)可以写为

$$-\frac{\partial\psi}{\partial z}\left(\frac{\partial u}{\partial y}-f\right)+\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial z}=0, \tag{15}$$

令

$$\chi=\int\left(\frac{\partial u}{\partial y}-f\right)\mathrm{d}y=u-f_0y-\frac{1}{2}\beta y^2.$$

注意，上式已利用β平面近似，即，$f=f_0+\beta y$. 式中f_0为坐标原点处的科氏参数值.

(15)式可以写为

$$\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial\chi}{\partial z}-\frac{\partial\psi}{\partial z}\frac{\partial\chi}{\partial y}=0. \tag{16}$$

(16)式的一般积分为

$$u-f_0y-\frac{1}{2}\beta y^2=F_1(\psi), \tag{17}$$

式中F_1为ψ的普适函数，下文中F_2, F_3均为ψ的普适函数，此处一并指出.

同理，由方程(13)可以推导得到

$$\theta+\bar{\theta}(z)=F_2(\psi). \tag{18}$$

(11), (12)两式交叉求导消去p，得到涡度方程如下:

$$v\frac{\partial\xi}{\partial y}+w\frac{\partial\xi}{\partial z}-f\frac{\partial u}{\partial z}-g\alpha\frac{\partial\theta}{\partial y}=0, \tag{19}$$

其中$\xi=\dfrac{\partial w}{\partial y}-\dfrac{\partial v}{\partial z}$为相对涡度.

利用(17)和(18)式，对(19)式变形:

$$\vec{v}\cdot\nabla\left[\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}+\int f\mathrm{d}y\frac{\mathrm{d}F_1}{\mathrm{d}\psi}-g\alpha z\frac{\mathrm{d}F_2}{\mathrm{d}\psi}\right]=0. \tag{20}$$

式中$\vec{v}=(v,w)$是经圈平面内的速度矢量. 由(20)式可得

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}+\left(f_0y+\frac{1}{2}\beta y^2\right)\frac{\mathrm{d}F_1}{\mathrm{d}\psi}-g\alpha z\frac{\mathrm{d}F_2}{\mathrm{d}\psi}=F_3(\psi). \tag{21}$$

1.3　普适函数的确定

根据 Ekman 抽吸, Ekman 层底的垂直速度为

$$w_d=-\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right), \tag{22}$$

令温跃层内的垂直速度分布为

$$w=w_d\lambda(z). \tag{23}$$

利用 NCEP Global Ocean Data Assimilation System (GODAS)提供的 1980~2009 年 30 年平均的垂直速度资料，给出三次多项式形式的$\lambda(z)$，如下:

$$\lambda(z)=a_0+a_1z+a_2z^2+a_3z^3. \tag{24}$$

将(23)式代入连续方程(14)中，可得

$$v=\frac{\tau^x}{\rho_o f}\lambda'(z). \tag{25}$$

又根据流函数定义，有

$$\psi=-\frac{\tau^x}{\rho_o f}\lambda(z). \tag{26}$$

令 $y=y_s>L$ 在 ACC 边界外部的南半球副热带海洋，此时，上式化为

$$\psi_s=-\left[\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right]_s\lambda(z_s), \tag{27}$$

式中下标 s 表示在 y_s 处的值.

将(24)式代入(27)式中，利用三次方程的求根公式可以求得(27)式的三个根，三个根较为复杂，此处没有给出具体形式. 可以将三个根统一写为

$$z_s^{(i)}=\mathscr{F}_i(\psi_s). \tag{28}$$

其中 i = 1, 2, 3 表示方程的三个根.

令在 y_s 处的副热带海洋扰动温度为零，则守恒关系(18)可以写为

$$\Gamma z_s=F_2(\psi_s). \tag{29}$$

将(28)式代入到(29)式中，即可得到 F_2 的形式:

$$F_2^{(i)}(\psi_s)=\Gamma\mathscr{F}_i(\psi_s). \tag{30}$$

令在 y_s 处的副热带海洋满足热成风平衡:

$$\left[\frac{\partial u}{\partial z}\right]_s=-\left[\frac{g\alpha}{f}\frac{\partial\theta}{\partial y}\right]_s. \tag{31}$$

利用守恒关系(17), (18)，上式可以化为

$$v_s\frac{\mathrm{d}F_1^{(i)}}{\mathrm{d}\psi_s}=\frac{g\alpha}{f_s}w_s\frac{\mathrm{d}F_2^{(i)}}{\mathrm{d}\psi_s}. \tag{32}$$

整理化简，有

$$\frac{\mathrm{d}F_1^{(i)}}{\mathrm{d}\psi_s}=-\left[\frac{g\alpha}{f}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\tau^x}{\rho_{of}}\right)^{-1}\right]_s\frac{1}{\lambda'(z_s)}\Gamma\psi_s\mathscr{F}_i'(\psi_s). \tag{33}$$

由于在 y_s 处满足热成风平衡, 守恒关系(21)可以化简为

$$\left[\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right]_s=F_3(\psi_s). \tag{34}$$

将(27)式代入, 整理化简可得

$$F_3^{(i)}(\psi_s)=\frac{\left[\frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right)\right]_s}{\left[\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right]_s}\psi_s-\left[\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right]_s\lambda''(z_s^{(i)}). \tag{35}$$

(30), (33)及(35)三式即为三个普适函数的形式, 注意到, 由于(28)式是三个解, 因此算得的三个普适函数各有三个.

1.4 控制方程

由于(30), (33)及(35)三式的普适性, 将其运用到 ACC 区域时, 只需要把三式中的 ψ_s 改为 ψ 即可, 函数的形式并不发生变化. 将三式代入(21)式, 可以得到

$$\begin{aligned}&\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}-\left(f_0y+\frac{1}{2}\beta y^2\right)\left[\frac{g\alpha}{f}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right)^{-1}\right]_s\\&\times\frac{1}{\lambda'(z_s^{(i)})}\Gamma\psi\mathcal{F}_i'(\psi)-g\alpha z\Gamma\mathcal{F}_i'(\psi)\\&=\frac{\left[\frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right)\right]_s}{\left[\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right]_s}\psi-\left[\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right]_s\lambda''(z_s^{(i)}).\end{aligned} \tag{36}$$

边界条件取为

$$\begin{aligned}y=L,&\quad\psi=0;\\y=0,&\quad\psi=0;\\z=H,&\quad\psi=0;\\z=D,&\quad\psi=\frac{\tau^x}{\rho_o f}.\end{aligned}$$

(17)式求拉普拉斯后与(36)式联立, 消去$\Delta\psi$, 即可得到纬圈流 u 满足的方程:

$$\begin{aligned}&\frac{\partial^2u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2u}{\partial z^2}+\left(f_0y+\frac{1}{2}\beta y^2\right)\frac{\mathrm{d}F_1^{(i)}}{\mathrm{d}\psi}\frac{\mathrm{d}F_1^{(i)}}{\mathrm{d}\psi}\\&-g\alpha z\frac{\mathrm{d}F_1^{(i)}}{\mathrm{d}\psi}\frac{\mathrm{d}F_2^{(i)}}{\mathrm{d}\psi}-\beta\\&-L\frac{\mathrm{d}^2F_1^{(i)}}{\mathrm{d}\psi^2}\left[\left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)^2\right]\\&-\frac{\mathrm{d}F_1^{(i)}}{\mathrm{d}\psi}\left[\frac{\left[\frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right)\right]_s}{\left[\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right]_s}\psi-\left[\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right]_s\lambda''(z_s^{(i)})\right]=0.\end{aligned} \tag{37}$$

边界条件取为

$$\begin{aligned}y=L,&\quad u=0;\\y=0,&\quad u=0;\\z=H,&\quad u=0;\\z=D,&\quad u=u_p(y).\end{aligned}$$

其中 $u_p(y)$为 Ekman 底的 u 分布.

类似, (18)式求拉普拉斯后与(36)式联立, 消去$\Delta\psi$, 即可得到扰动位温θ满足的方程, 如下:

$$\begin{aligned}&\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}+\left(f_0y+\frac{1}{2}\beta y^2\right)\frac{\mathrm{d}F_1^{(i)}}{\mathrm{d}\psi}\frac{\mathrm{d}F_2^{(i)}}{\mathrm{d}\psi}\\&-g\alpha z\frac{\mathrm{d}F_2^{(i)}}{\mathrm{d}\psi}\frac{\mathrm{d}F_2^{(i)}}{\mathrm{d}\psi}\\&-\frac{\mathrm{d}^2F_2^{(i)}}{\mathrm{d}\psi^2}\left[\left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)^2\right]\\&-\frac{\mathrm{d}F_2^{(i)}}{\mathrm{d}\psi}\left[\frac{\left[\frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right)\right]_s}{\left[\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right]_s}\psi-\left[\frac{\tau^x}{\rho_o f}\right]_s\lambda''(z_s^{(i)})\right]=0.\end{aligned} \tag{38}$$

边界条件为

$$\begin{aligned}y=L,&\quad\theta=0;\\y=0,&\quad\theta=0;\\z=H,&\quad\theta=0;\\z=D,&\quad\theta=\theta_p(y).\end{aligned}$$

其中 $\theta_p(y)$ 为 Ekman 层底的θ分布.

注意, (36), (37)及(38)式各自均为三个方程, 它们均源于(28)式的三个解.

2 计算结果分析

根据方程(36)~(38)计算流函数及经圈速度, 纬圈流和扰动温度的分布. 计算时参数的取值分别为: α=1.6×10^{-4} K^{-1}, β=5.9×10^{-12} s^{-1} m^{-1}, f_0=−1.4×10^{-4} s^{-1}, Γ=4×10^{-3} K m^{-1}, κ=3.1×10^{-2} m^2 s^{-1}, g=9.8 m s^{-2}, D=

−100 m, H=−3000 m, L=4.9×10^6 m, a_0=2.3860, a_1=0.7367×10^{-2} m^{-1}, a_2=0.5177×10^{-5} m^{-2}, a_3=0.9953×10^{-9} m^{-3}.

τ^x取自 The International Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set (ICOADS) 提供的 1971~2000 年平均的 2°×2°的风应力资料. 计算中用多项式拟合风应力, 给出风应力的解析表达式, 拟合效果见图 2. 图 2 中红线为多项式拟合得到的风应力, 蓝线为资料给出的风应力, 由图可见, 拟合效果很好. 事实上, 作者就是根据风应力的分布来选取 ACC 海域的范围的, y=0(75°S)处风应力接近零, y=L(约 30°S)处风应力也为零, 即 ACC 海域的范围是从南极大陆向北一直到西风应力为零的区域. 这个区域包括了靠近南极大陆的东风漂流区, 经向范围大致在 0~0.2 L 之间(75°~65°S), 东风漂流虽然强度较弱, 但是主要也是由海表风应力驱动, 且也围绕整个南极大陆. 因此一并考虑在计算中.

取 y_s=1.2 L(约 23°S)处为确定普适函数所用的副热带海洋的位置, 并对不同的 y_s 进行了验证, 如当 y_s=1.1 L 或 y_s=1.3 L 时, 计算结果并没有显著的差异(结果略). 这一点也可以从图 2 看出, 即 y_s 所取位置海洋的物理性质是一致的(均在副热带海洋处, 海表风应力均为东风应力). 当然, y_s 也不能不加限制随意选取, 必须要满足在副热带海洋的条件.

根据给定的参数, 利用差分迭代的方法计算(36), (37)和(38)三式. 注意到三式中每个式子代表了三个解, 其中两个解收敛, 一个解发散, 因此流函数、纬圈流和扰动温度均存在两个平衡态. 下面分别对每个平衡态进行分析和讨论.

为了更好得解释两个平衡态解的意义, 下图给出了(28)式的解的图像, 如图 3 所示. 从图中可以看出, 当ψ<−0.4598 及ψ>0.4764 时, 方程只有一个解, 对应于图中的 A, C 两点当−0.4598<ψ<0.4764 时, 方程有三个解, 对应于图中的 A, B, C 三点. 与λ的形式相比较, 可知 A 点所在的一支解(图中绿线, 下文称为解 I)受到了 Ekman 层强烈的影响, B, C 两点所在的解(蓝线和红线, 称为解 II, 解 III)则基本体现了温跃层内垂直速度自身的变化. 而在计算中, 解 I 对应的流函数不收敛, 解 II, 解 III 对应的流函数收敛, 且解 II 的收敛速度要慢于解 III. 因此, 可以认为计算得到的两个平衡态是由于解 II 和解 III 在温跃层内分布不同而造成的, 它们是海洋内部的物理过程的反映. 在温跃层顶, 两个平衡态主要体现了风应力的强烈影响, 此时两个海洋内部物理过程相对于风应力的影响可以忽略, 此时两个平衡态几乎是类似的. 随着深度的增加, 风应力的影响逐步减弱, 海洋内部的物理过程的重要性开始体现, 两个平衡态的差异逐步变大. 由于计算时给定了静止的下边界条件, 因此随着深度的继续增加, 两个平衡态又会逐步趋同.

图 4 是流函数的两个平衡态的分布图. 图中横坐标分别是计算区域的径向宽度和相应的纬度值, 纵坐标是深度. 从图中可以看到, 两个平衡态在基本型方面是一致的, 都表现为 75°~65°S 之间的反环流, 65°~30°S 之间的正环流. 当流函数值大于 0.4764(见图 3)时, 两个平衡态的大小和分布是非常类似的; 当流函数值小于 0.4764 时, 平衡态 2 流函数(图 4(b))的

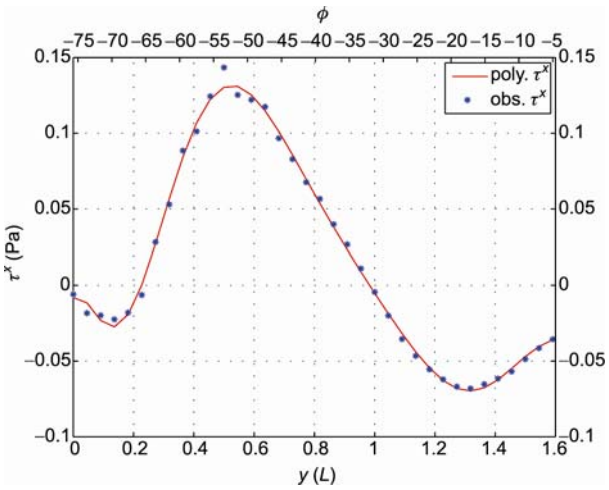


图 2　风应力的分布

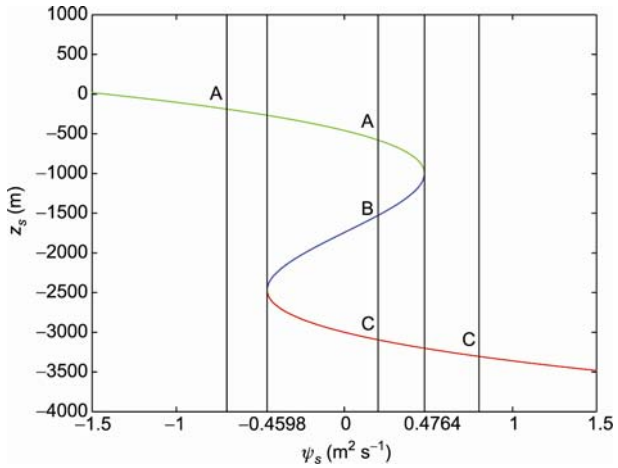


图 3　(28)式解的分布

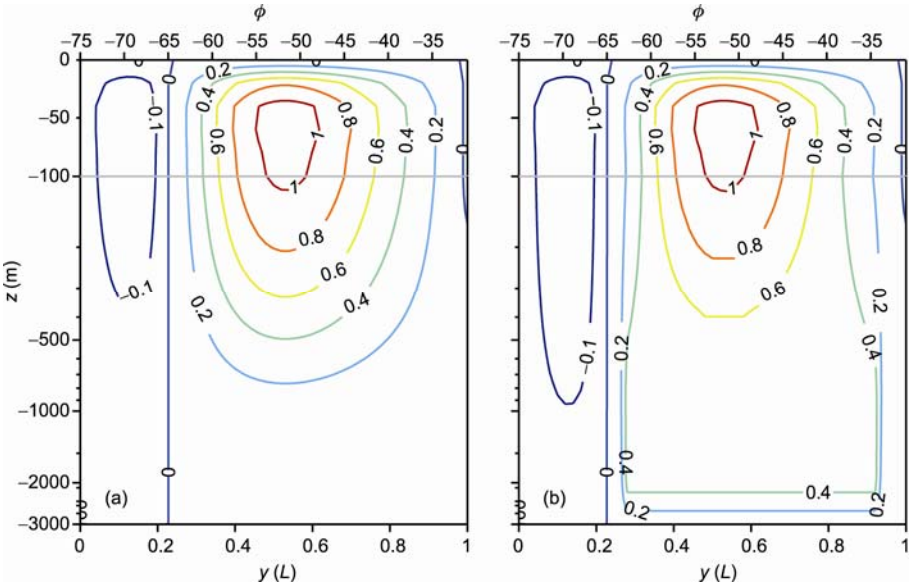


图 4　流函数的两个平衡态的分布

(a) 平衡态 1; (b) 平衡态 2

范围会比平衡态 1 流函数的范围要大, 深度要深, 并且在 65°S 和 33°S 附近存在着不连续的现象. 这两个纬度对应着纬向风应力为零的区域. 即, 在这种情况下, 西风应力和东风应力的交界处对着海洋深处流函数的不连续面. 这种不连续现象的产生也可以由图 3 来解释. 由图 3, 当ψ>0.4764 时, 方程只有一个解(解 III, 图 3 中 C 点), 此时解是一致的; 当ψ<04764 时, 方程有三个解, 其中解 II 和解 III 收敛, 解 III(图 3 中 C 点)是连续的; 解 II(图 3 中 B 点)与ψ>0.4764 时的解 III(图 3 中 C 点)并不连续, 而这就决定了流函数在计算中存在着不连续的情况.

令 ACC 所在纬圈的平均长度为 20000 km, 根据图 4 计算经圈流输送最大为 22 Sv, 中心大约在 50°S 附近. 这和 Manabe 等[14]及 Döös 和 Webb[15]用模式计算的结果非常接近. 第二个平衡态在范围上似乎与文献[14, 15]的结果更为一致一些.

图 5 给出了两个平衡态流函数的分岔图. 计算时平衡态 1、平衡态 2 流函数均取每个纬度上的最大值. 图中横坐标是流函数的最大值, 纵坐标为深度, 由于 Ekman 层的流函数是相同的, 因此图中没有画出 Ekman 层. 图中蓝色线条与绿色线条分别为平衡态 1、平衡态 2 流函数的最大值. 由图可知, 从温跃层层顶开始, 随着深度的增加, 两个平衡态的流函数开始分岔, 深度继续增加, 两个平衡态又会逐步靠近, 当

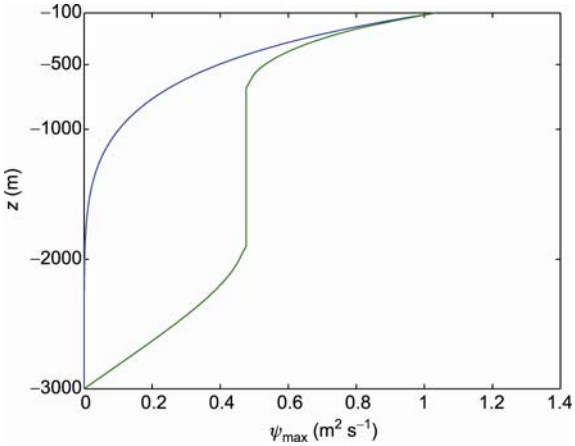


图 5　流函数分岔图

到达温跃层层底时流函数值均为零. 1000~2000 m 深度处是两个平衡态流函数差异最大的区域. 这也和前面的分析一致, 即第一个平衡态主要体现了风应力的作用随着深度的增加而减小的过程, 而第二个平衡态则强调了海洋内部物理过程的重要性.

图 6 给出了经圈流 v 的分布, 横纵坐标说明如图 4. v 在混合层内的数值较大, 温跃层中数值较小, 这是与资料一致的. 平衡态 2(图 6(b))的零线范围较大, 分布较为杂乱, 与资料有一定的相似性. 受海表风应力的影响, 在 ACC 区域, 经圈流在表层为从南向北流, 底层为从北向南流, 南极大陆附近的东风漂

流区则相反. 因此, 在 65°S 处会因为幅散而引起上升运动, 这可以从图 7 中看出. 图 7 是垂直速度 w 的分布图. 两个平衡态的 w 分布有较大的不同, 平衡态 1 在 75°~70°S 区域内为下沉运动, 70°~50°S 区域为上升运动, 50°~30°S 的区域内为下沉运动, 上升下沉运动的的深度大约在 1000 m 深度左右, 平衡态 2 中上升下沉运动的范围变窄, 上升运动局限在 65°S 附近的区域内, 下沉运动则局限在 35°S 附近处, 运动的深度加深到 3000 m 左右. 与资料相比, 平衡态 2 似乎更好一些. 垂直速度与经圈速度一起, 构成了大洋经圈平面内的闭合环流.

纬圈流 u, 即 ACC 的分布如图 8. 平衡态 1 和平

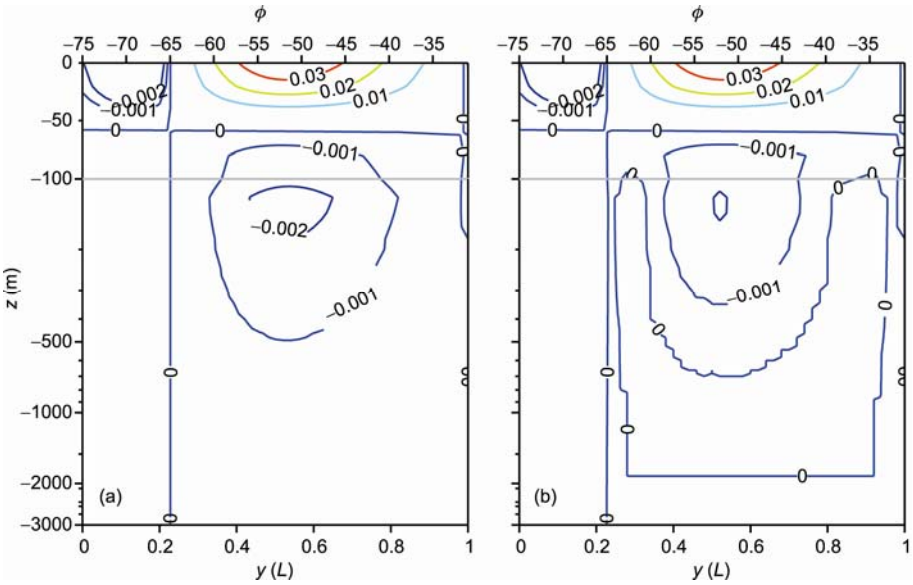


图 6　经圈流的两个平衡态的分布

(a) 平衡态 1; (b) 平衡态 2

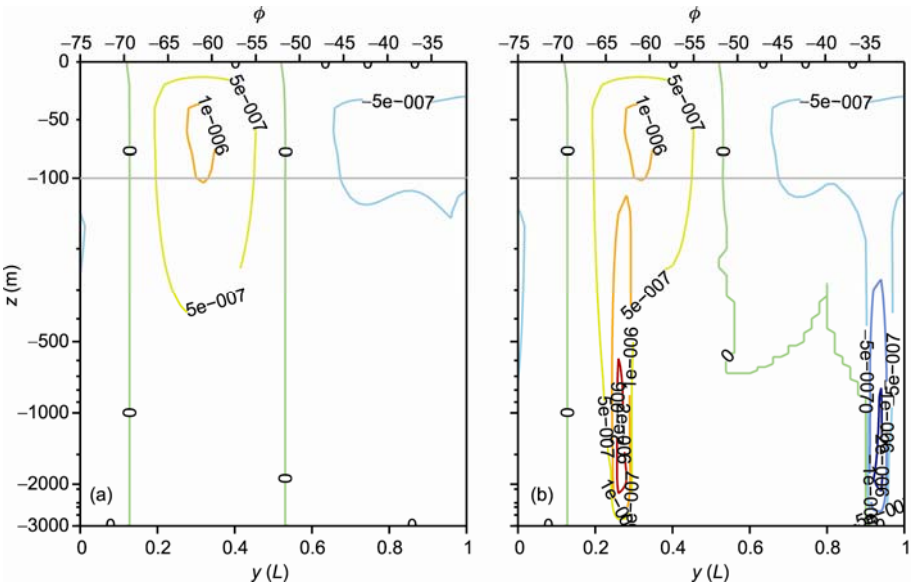


图 7　垂直速度的两个平衡态的分布

(a) 平衡态 1; (b) 平衡态 2

衡态 2 的 ACC 在分布形态较为类似, 但是平衡态 2 的纬圈流强度要更大一些; 与资料相比, 两个平衡态较为合理地表征了纬圈流, 并且位置、强度均比较合适. 但是 u 在温跃层中存在一个极大值区, 该区域与上层的大值区断裂, 这在资料中没有反应. 65°~55°S 范围内的纬圈流输送约为 103 Sv(大致为德雷克海峡的范围, 比实际海峡范围要宽), 而 60°~50°S 范围的输送约为 170 Sv, 与文献[4]里给出的 135 Sv 在量级上是相当的.

扰动温度的分布如图 9. 由于在 Ekman 层中没有涉及到扰动温度, 因此只计算了温跃层扰动温度的分布, 温跃层顶的扰动温度分布取为与风应力一致的扰动型, 即, 扰动温度在靠近南极大陆的东风漂流区为负, 而在 ACC 海域为正. 计算结果表明, 扰动温

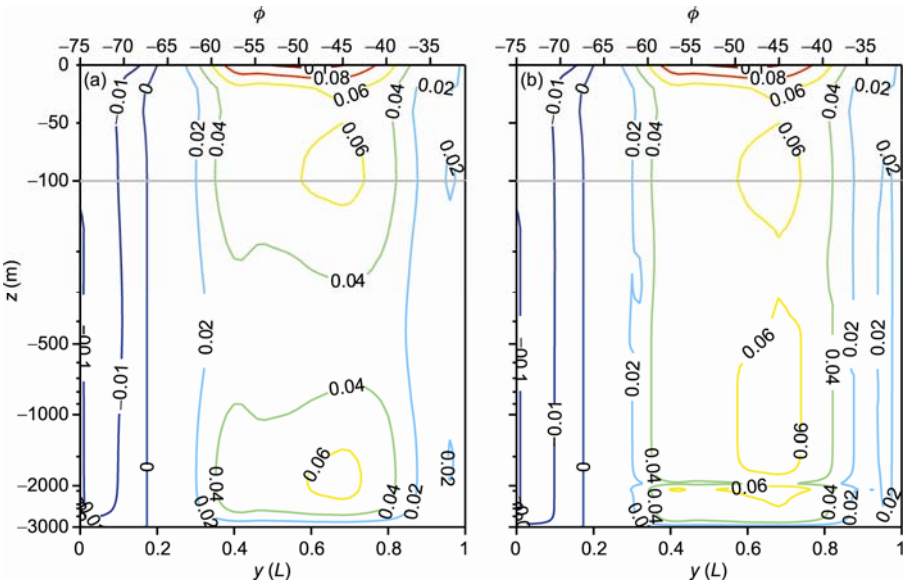


图 8　纬圈流的两个平衡态的分布

(a) 平衡态 1; (b) 平衡态 2

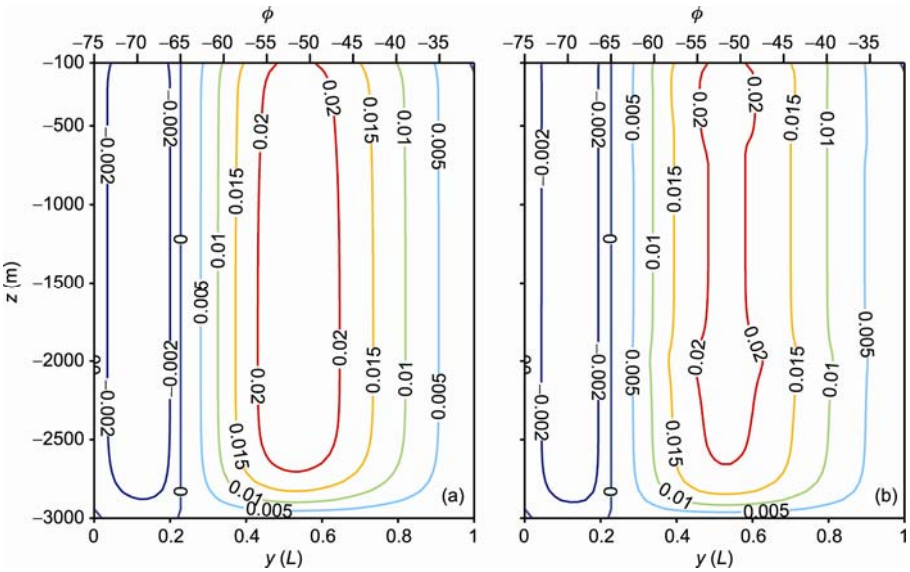


图 9　扰动温度的两个平衡态的分布

(a) 平衡态 1; (b) 平衡态 2

度随着深度变化很小, 有相当的正压的分布结构. 两个平衡态的扰动温度分布差异不大, 这说明两个平衡态解可以在温度垂直廓线分布基本相同的情况下产生. 由此可推断, 与热力过程相比, 海洋内部的动力过程扮演着更加重要的角色.

3 总结和讨论

本文利用惯性理论初步分析讨论了南大洋海洋环流. 结果表明惯性理论能够较好地反应南大洋海洋环流结构, 如计算能够得到ACC及其经圈翻转流、靠近南极大陆的东风漂流区, 主要特征与资料较为一致. 除了与资料相吻合, 惯性理论还得到了南大洋环流经圈翻转流的两个平衡态解. 第一个平衡态解较为连续, 深度较浅, 第二个平衡态在纬向风应力为零的区域附近存在着不连续的现象, 环流的深度要比第一个平衡态更深一些. 而这两个平衡态对应的上部混合层的情形是完全一致的. ACC 两个平衡态间的差异要比经圈翻转流小一些, 第二个平衡态的强度稍强. 这说明即使上层海洋不发生变化, 下层的海洋环流也能够存在不同的形态, 并且这些形态都满足给定的约束条件. 这两个平衡态的存在性以及二者相互转化还需要进一步研究.

南大洋海域独特的地理环境造就了其对全球气候的重要影响, 而对 ACC 及其经圈翻转流的认识还远未达到完善的阶段, 对于一些重要的物理因子的作用还存在争议, 通过不同的手段研究 ACC, 有助于完善整个南大洋环流的知识体系.

致谢 本文使用的海洋速度、温度等变量取自 NOAA 的 GODAS 资料, 风应力资料取自 NOAA 的 ICOADS 资料. 网址均为 http://www.esrl.noaa.gov/psd/. 刘飞和孙诚博士对本文的计算给与了帮助, 特此致谢. 同时, 感谢审稿专家及阅过初稿并支持工作的同志.

参考文献

1 Rintoul S C, Hughes C, Olbers D. The Antarctic Circumpolar Current system. In: Siedler G, Church J, Gould J, eds. Ocean Circulation and Climate. London: Academic Press, 2001. 271–302
2 Fyfe J C, Saenko O A. Human-induced change in the Antarctic Circumpolar Current. J Climate, 2005, 18: 3068–3073
3 Dijkstra H A. Dynamical Oceanography. Verlag Berlin Heidelberg: Springer, 2008. 327–350
4 Nowlin W D, Klink J M. The physics of the Antarctic Circumpolar Current. Rev Geophys, 1986, 24: 469–491
5 Ivchenko V O, Richards K J, Stevens D P. The dynamics of the Antarctic Circumpolar Current. J Phys Oceanography, 1996, 26: 753–774
6 Gallego B, Cessi P, McWilliams J C. The Antarctic Circumpolar Current in equilibrium. J Phys Oceanography, 2006, 34: 1571–1587
7 Fofonoff N P, Montgomery R B. The equatorial undercurrent in the light of the vorticity equation. Tellus, 1955, 7: 518–521
8 Charney J G. The Gulf Stream as an inertial boundary layer. Proc Natl Acad Sci USA, 1955, 41: 731–740
9 巢纪平. 斜压西风带中大地形中有限扰动的动力学. 气象学报, 1957, 28: 303–314
10 Pedlosky J. An inertial theory of the equatorial undercurrent. J Phys Oceanogr, 1987, 17: 1978–1985
11 Johnson G C, Moore D W. The Pacific subsurface countercurrents and an inertial model. J Phys Oceanogr, 1997, 27: 2448–2459
12 巢纪平, 刘飞. 跨赤道惯性急流的多平衡态. 中国科学 D 辑: 地球科学, 2007, 37: 254–260
13 Anderson D L T, Moore D W. Cross-equatorial inertial jets with special relevance to very remote forcing of the Somali Current. Deep-Sea Res Part I-Oceanogr Res Pap, 1979, 26: 1–22
14 Manabe S, Bryan K, Spelman M J. Transient response of a global ocean-atmosphere model to a doubling of atmospheric carbon dioxide. J Phys Oceanogr, 1990, 20: 722–749
15 Döös K, Webb D J. The deacon cell and the other meridional cells of the Southern Ocean. J Phys Oceanogr, 1994, 24: 429–442