

## 普里兹湾及其邻近海区冰-海相互作用的 数值研究 I. 模式\*

史久新 乐肯堂 于康玲

(中国科学院海洋研究所)

南大洋在全球气候系统中起着重要的作用,对世界大洋水团的形成有重要的影响。在世界大洋中,约有 55%—60% 的海水特性应当归结于南大洋的物理过程。目前,南大洋的研究已得到各国海洋学者的日益关注,进展较大。但是,对于地处印度洋扇形区的普里兹湾海区的观测和研究则相对较少,其结果的差别甚大。例如底层水形成问题,有些研究者认为这一海区的底层水主要来源于威德尔海和罗斯海,本区内对底层水的贡献即使有,也是非常小的(Smith, *et al.*, 1984; Mantyla, *et al.*, 1995)。而有些研究者则从观测资料中找到了底层水有可能形成的迹象。就目前研究的结果来看,有些年份,如 1982 年(Middleton, *et al.*, 1989), 1987 年(Woehler, *et al.*, 1988), 1991 年(乐肯堂等, 1996)均发现了异常高盐的陆架水,它有可能与深层水混合而形成底层水。对于该海区的环流特别是深层环流迄今为止也是知之甚少。大多数研究是基于动力高度的计算结果(Grigoriyev, 1967; Smith, *et al.*, 1984, 1993; Middleton, *et al.*, 1989),但他们给出的环流型式相互之间差异很大。这些差异的存在,虽然确有年际变化等因素,但也不能排除研究方法本身的局限。该海区地形复杂(图 1),海冰有显著的季节变化和年际变化(Allison, *et al.*, 1993, 1994),使得该海区的物理海洋状况非常复杂。南极地区由于环境恶劣,海洋观测集中在夏季,并且资料的连续性较差,因而使传统的研究方法受到很大限制。为了充分发挥有限的实测资料的作用,采用合理的动力学和热力学模式并利用数值方法求解模式方程,不失为一种有效的研究途径。迄今为止,这一海区的数值研究还很少,考虑热力学作用的模式则尚未见诸报道。本文将利用最新的资料和模式,并在模式中同时考虑动力学和热力学的作用,用以研究普里兹湾海区的环流与海冰的动力学和热力学过程。以往的研究发现,等密面分析是研究普里兹湾海区混合与环流的有效方法(乐肯堂等, 1997),我们将采用国际上新近发展起来的一种基于等密面的数值计算模式,研究普里兹湾海区环流和海冰的季节变化。这一工作将有助于进一步解决该海区南极底层水的形成问题,因而对于深入认识该海区在南大洋环流系统以至全球气候系统中的作用有重要意义。

\* 中国科学院海洋研究所调查研究报告第 3473 号。

国家自然科学基金资助项目,49876009 号。

收稿日期:1998 年 4 月 6 日。

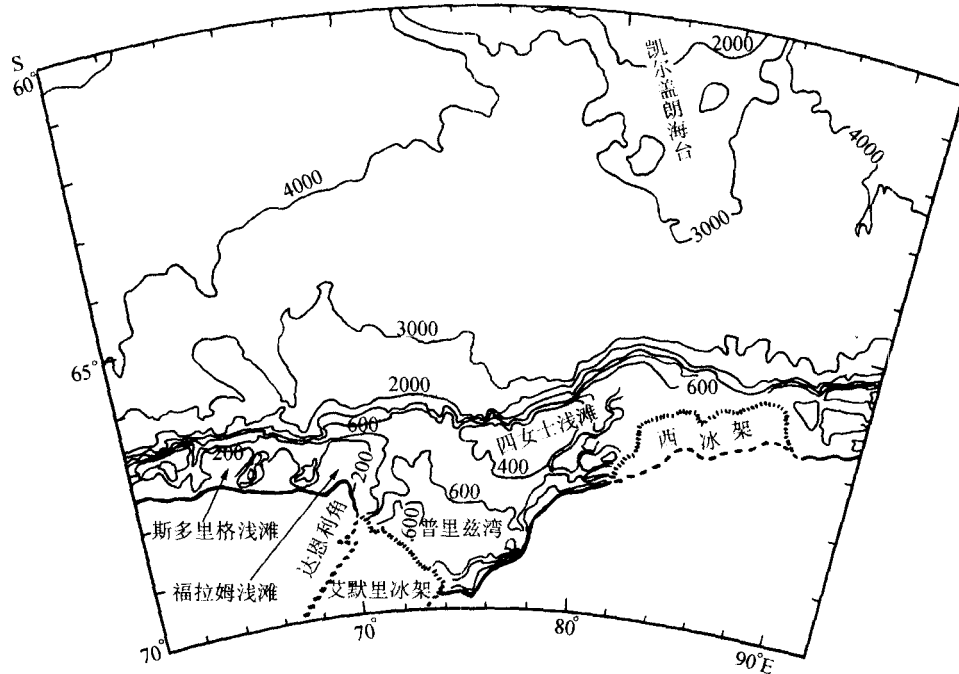


图1 普里兹湾海区的水深分布(m)

## 一、模 式

传统的三维海洋数值计算,垂向按照深度分层,即采用欧拉坐标。而新近发展起来的等密面模式(Isopycnal Model)则是根据密度(在大洋中一般选用位势密度)分层,即采用拉格朗日坐标,这类模式更加符合海洋的实际,因为基于人们对海洋的了解,除表面混合层外,大洋深层的过程主要是沿等密面进行的。等密面模式的另一先进之处在于,处理斜压问题时比传统的  $z$  坐标需要更少的分层就可以获得同样的分辨率,这是因为等密面坐标是按密度分层,在密度变化大的地方(跃层)可以自动加密。

Roberts 等(1996)将传统模式与等密面模式进行了比较。他们用目前最常用的基于  $z$  坐标的 Bryan-Cox-Type 大洋环流模式(HC)和 Miami 大学的等密面模式(AIM)分别对大西洋进行了 30 年的模拟实验,实验中采用了相同的强迫力场和尽可能多的相同的参数。实验结果表明,AIM 比 HC 能更好地模拟北大西洋环流。

目前,国际上从事等密面模式研究的主要有两大群体:德国汉堡 Max-Planck 研究所和美国 Miami 大学的 Rosentiel 海洋与大气科学分校。Miami 模式是沿两个方向发展的,一是建立了一个绝热的、纯风生的模式(Bleck, *et al.*, 1981, 1986),在这一模式中解决了与边界层有关的一些问题,如等密面与海面相交和实际海底地形的处理问题;二是在模式中加入了混合层的热力强迫作用(Bleck, *et al.*, 1989)。后来,Bleck 等(1992)把两个方向

的工作结合在一起。

本文所用的模式以德国学者的模式 OPYC (Oberhuber, 1992, 1993a) 为基础, 与 Miami 模式相比, 它更好地处理了混合层模式与等密面模式的耦合, 并且采用了先进的时间积分方案, 节约了计算时间。该模式最上层为混合层, 其密度和厚度均为时变的; 混合层之下是基于等密面的分层, 每层密度固定, 而厚度随时间变化。该模式还包括了一个海冰模式, 并且通过混合层模式实现冰-海耦合, 对于我们当前的研究是非常适用的。

**1. 大洋模式** 将研究海域在垂向按位势密度分为  $N$  层, 以第  $k$  ( $1 \leq k \leq N$ ) 层单位水体的垂向平均质量通量  $\vec{\Psi}_k = (\rho \vec{v} h)_k$ , 质量  $\Phi_k = (\rho h)_k$ , 热量  $\Theta_k = (\theta \rho h)_k$  和盐量  $\Pi_k = (S \rho h)_k$  的通量形式之守恒方程构成基本方程组

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{\Psi}_k = -\nabla \cdot (\vec{v}_k \vec{\Psi}_k) - h_k \nabla p - \vec{f} \times \vec{\Psi}_k + \nabla \cdot A_k^m \nabla \vec{\Psi}_k \quad (1)$$

$$+ (w\rho\vec{v})_k^{k+} + (w\rho\vec{v})_k^{k-} - (w\rho\vec{v})_{k+}^k - (w\rho\vec{v})_{k-}^k + \vec{\tau}_k^{k-} + \vec{\tau}_k^{k+}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi_k = -\nabla \cdot \vec{\Psi}_k + (w\rho)_k^{k+} + (w\rho)_k^{k-} - (w\rho)_{k+}^k - (w\rho)_{k-}^k + R_k^{P-E} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Theta_k = -\nabla \cdot (\Theta \vec{v})_k + \nabla \cdot A_k^s \nabla (\Theta)_k + \frac{Q_k}{c_p} \quad (3)$$

$$+ (w\rho\theta)_k^{k+} + (w\rho\theta)_k^{k-} - (w\rho\theta)_{k+}^k - (w\rho\theta)_{k-}^k$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Pi_k = -\nabla \cdot (\Pi \vec{v})_k + \nabla \cdot A_k^s \nabla (\Pi)_k + R_k^{ICE} \quad (4)$$

$$+ (w\rho S)_k^{k+} + (w\rho S)_k^{k-} - (w\rho S)_{k+}^k - (w\rho S)_{k-}^k$$

式中,  $\rho$ ,  $\vec{v}$ ,  $\theta$  和  $S$  分别为密度、速度、位温和盐度,  $(w\rho\vec{v})$ ,  $(w\rho)$ ,  $(w\rho\theta)$  和  $(w\rho S)$  分别描述相邻层间的质量通量、质量、热量和盐量的交换过程。各种垂向交换归结为挟入/挟出 (entrainment/detrainment) 过程 (包括穿过等密面的混合和对流),  $w$  表示卷挟速率。脚标  $(\dots)_k^l$  表示从第  $l$  层到第  $k$  层的输运,  $l = k -$  代表上面一层,  $l = k +$  代表下面一层。把卷挟项分为两项, 即从相邻层进入  $k$  层的挟入项和从  $k$  层进入相邻层的挟出项, 是在计算中为了保持位势密度接近给定值之需。 $k = 1$ , 代表表层 (混合层);  $k = N$ , 代表底层。除了  $\vec{\tau}$  以外, 所有的  $1-$  和  $N+$  的值均设为零, 而  $\vec{\tau}_1^1$  代表表面风应力 (当存在海冰时, 该项还包含海冰的拖曳力),  $\vec{\tau}_N^{N+}$  代表底摩擦。 $P$  为压强,  $f$  为科氏参量,  $A_k^m$  为动量的扩散系数,  $A_k^s$  为热量和盐量的扩散系数。方程 (2) 和 (3) 中的强迫项  $Q_k$  和  $R_k$  分别表示热通量和淡水通量,  $R_k^{P-E}$  ( $k > 1$  时为零) 为降水减去蒸发后的淡水通量,  $R_k^{ICE}$  与海冰有关,  $c_p$  为水的比热。

方程建立在球坐标系中, 采用拉格朗日坐标后所有的算子均为二维形式 (无垂向)。密度的计算采用的是未经简化的海水状态方程 (UNESCO, 1981), 其他参量的计算见 OPYC 报告 (Oberhuber, 1992)。

**2. 混合层模式** 在等密面模式中, 需要将各层的位势密度保持在预先给定的值, 这个值在每层中为常数, 且只与层次的序号有关。由于海洋中的等密面可以与海面相交, 为避免出现这种情况, 模式中引入了混合层。海洋中的混合层是由风搅拌和表面浮力通量引起的湍过程造成的。混合层中, 温度、盐度和速度等在垂向分布均匀。模式中包括了

一个类似性质的表面边界层,最上面一层的厚度总是大于零,但位势密度不再为常数,而是随空间和时间而变化。方程(1)–(4)也用于混合层,但混合层深度是未知的,需要加上有关穿过混合层底部的垂向物质输送的条件,方便方程闭合。

计算卷挟率  $w$  的方程为

$$wg'h - wRi_{crit}(\Delta u^2 + \Delta v^2) = 2m_0au_*^3 + \Gamma bhB_I + (1 - \Gamma)hb(B - \gamma B_S) + (1 - \Gamma)\gamma bB_S[h(1 + \exp(-h/h_B)) - 2h_B(1 - \exp(-h/h_B))] \quad (5)$$

方程左边两项分别表示卷挟过程产生的平均位能和平均动能,  $g'$  是约化重力,  $Ri_{crit}$  是临界 Richardson 数,  $u, v$  为  $\vec{v}$  的两个水平分量; 方程右边第一项表示风搅拌产生的湍动能,  $u_*$  为摩擦速度,  $m_0 = 1.2$ , 为常数。海冰存在时 ( $\Gamma = 1$ ), 浮力通量记为  $B_I$ ; 没有海冰时 ( $\Gamma = 0$ ), 浮力通量的影响由方程右边的最后两项计算,  $B$  是穿过表面的总的浮力通量,  $B_S$  是太阳辐射造成的浮力通量,  $h_B = 23\text{m}$ , 为吸收太阳辐射的特征尺度,  $\gamma = 0.42$ , 表示进入深层海洋的太阳辐射在总的太阳辐射中所占的比例。  $a, b$  为权重系数。

这里的卷挟率  $w$  与方程(1)–(4)中的输送率  $w_k^1$  有如下关系

$$w = \begin{cases} w_1^{+1}, & w > 0 \\ w_1^{+1}, & w < 0 \end{cases} \quad (6)$$

令方程(5)中的  $w$  为 0, 可解出深度  $h$ 。例如, 无冰时得到的用于求解 Monin-Obukhov 长度  $h_M$  的方程为

$$2m_0u_*^3 + h_M(B - \gamma B_S) + \gamma B_S\{h_M[1 + \exp(-h_M/h_B)] - 2h_B[1 - \exp(-h_M/h_B)]\} = 0 \quad (7)$$

用牛顿迭代法可从上式解出  $h_M$ 。

当流动由于极端的垂向切变达到极值而变得不稳定时, 可以得出一个最小深度  $h_{Ri}$ 。

$$h_{Ri} = Ri_{crit}(\Delta u^2 + \Delta v^2)/g' \quad (8)$$

利用  $h_M$  和  $h_{Ri}$  来限制混合层深度, 使之既不能大于  $h_M$ , 也不能小于  $h_{Ri}$ 。

### 3. 海冰模式 海冰模式包括动力学和热力学两部分。

#### (1) 动力学方程

冰通量  $\vec{v}h$ , 冰厚  $h$  和冰密集度  $q$  的方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}\vec{v}h = \nabla \cdot A \nabla \vec{v}h - \vec{f} \times \vec{v}h - gh \nabla \Gamma + \frac{\vec{\tau}_a}{\rho_I} + \frac{\vec{\tau}_0}{\rho_I} + h\vec{F}_v \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}h = \nabla \cdot A \nabla h - \nabla \cdot \vec{v}h + F_h \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}q = \nabla \cdot A \nabla q - \nabla \cdot \vec{v}q + F_q \quad (11)$$

这里  $\vec{\tau}_a$  和  $\vec{\tau}_0$  分别为表面风应力和冰底的应力,  $\Gamma$  是海面高度,  $\rho_I$  为冰的密度。在上述方程中忽略了动量的输送。  $\vec{F}_v$  表示海冰流变性质, 这里取为粘塑性;  $F_h$  为冰厚的变化,  $F_q$  是外部热力强迫造成的冰密集度的变化,  $A$  为扩散系数。

#### (2) 热力学方程

穿过海冰进入大洋的热通量为

$$Q_1 = \alpha q \frac{T_S - T_1}{h} \quad (12)$$

式中,  $T_S$  是冰表面的温度,  $h/q$  是冰的有效厚度(假设冰上没有积雪, 并且冰是单一成分的),  $\alpha$  为热传导系数。

穿过冰的热通量由热通量的平衡条件来计算。这样冰表面的温度  $T_S$  可隐式地表示为

$$Q(T_S, \dots) - Q_1\left(T_S, T_1, \frac{h}{q}\right) = 0 \quad (13)$$

这里  $Q$  是大气热通量, 可以通过迭代法从上式中解出  $T_S$ 。

## 二、数值计算方案

本模式需要在海冰模式与混合层模式, 以及混合层模式与大洋模式之间实现耦合, 因此数值计算方法比一般的大洋模式更为复杂。

**1. 差分格式** 空间差分采用 Arakawa(1966)的 B 网格, 矢量和标量分别定义在不同的两类网格点上。为了加大时间步长, 时间差分别采用了预估-修正法, 其中的每一步都采用半隐式格式, 这个方法提供了一个无条件稳定的时间积分方案。在预估步中, 把运动方程中的压力梯度项、科氏力项和动量平流的涡动部分以及连续方程中通量的散度部分、位温方程和盐度方程的对流扩散项都处理成隐式。最终导出一个非线性的波动方程, 其数值求解采用“线迭代”(line iteration)法, 即在  $x, z$  方向为线性方程, 仅在  $y$  方向迭代。

海冰模式的时间步长与海洋模式相同, 并且也采用预估-修正法。首先, 把冰厚和冰密集度的扩散项取为隐式, 在下一步中, 应力和科氏力项作隐式处理, 最后的修正步中, 通量方程中的海冰流变项用隐式计算。

**2. 移动边界和零厚度层的处理** 在等密面模式中, 首先要解决的是坐标面与海底或海面的相交。模式中的等密面会在混合层中消失(在混合层中等密面是垂向的), 或者因地形的改变而消失(如在陆架或海山等处)。在模式中, 这种消失的层用厚度为零的层表示。在该处的网格点上不含有物质, 但仍保留温度、盐度和其它量的“虚值”。实现这一思想的关键在于采取合适的边界条件把零厚度层从海洋中区分开来; 而且, 要有相应的技术来处理移动边界和零厚度层的“充水”(flood), 以便与实际中存在的等密面的消失和重建相对应, 同时还要满足质量、热量、盐量和动量的守恒(Oberhuber, 1992)。

**3. 水边界的处理** 水边界的处理在数值计算中占有很重要的地位, 因为它直接影响到数值计算的稳定性和计算结果的真实性的。在普里兹湾海区, 观测资料比较分散, 不足以直接给出恰当的水边界上的值。因此, 在模拟中采取了循环边界(cyclic boundary)技术来解决这一问题。

南大洋中最主要的流动是南极绕极流(ACC), 其流轴基本上是平行于纬线的, 仅在某些海域中有较显著的非纬向结构。卫星遥感和动力计算的结果(Park, *et al.*, 1995)均显示, 在普里兹湾海区所属的南印度洋扇形区,  $60^\circ$ — $90^\circ$ E 区间内, 绕极流的流轴几乎是与

纬线平行的。同时观测资料(Wyrtki, 1971)表明,其它物理量,如温度和盐度的分布也大体如此。基于此,在模式中将东、西水边界取在  $58^{\circ}\text{E}$  和  $92^{\circ}\text{E}$ ,并使这两条边界上相同纬度上的物理量相等。这种边界处理方法目前在大洋数值计算中已经采用,如 Oberhuber (1993b)在大西洋和北极的模拟和 Olbers 等(1991)在南大洋的大西洋至印度洋扇形区的模拟。北边界取在  $40^{\circ}\text{S}$ ,因为这里是 ACC 的北界,流速较小,而且由于这一边界已远离研究区域,故这里的边界条件对普里兹湾区计算结果的影响不大。为方便计,把北边界处理成类似于取滑动边界条件的岸界,将这里的经向流速取为零,且没有南北向物质和能量的交换。

**4. 计算网格设置** 由于所选取的计算区域较大,而网格的数目又受到计算机容量的限制,故模拟中采用了改变网格距的技术,以便利用较少的网格获得普里兹湾海区内足够的分辨率。 $x$  方向网格数为 43,利用原模式提供的样条内插方法,以  $73^{\circ}\text{E}$  为中心,在普里兹湾附近加密。最小网格距为  $0.508^{\circ}$ ,逐渐向两边增大,使得网格距在东、西水边界达到  $1.138^{\circ}$ 。用原来模式的样条内插方法不能在  $y$  方向达到在普里兹湾区加密的效果,我们提出并采用了一种新的改变网格距的方法。 $y$  方向网格数为 51,在  $70^{\circ}$ — $66^{\circ}\text{S}$  取为等间距网格,网格距为  $0.25^{\circ}$ ;向北以 1.05 倍的比例逐渐增大,在  $40^{\circ}\text{S}$  达到  $1.25^{\circ}$ 。 $y$  方向最大网格距为最小网格距的 5 倍。这种缓变的网格可以有效减少乃至消除由于网格距改变而造成的计算不稳定。

垂向分为 9 层,第一层为混合层,以下各层按位势密度分层,从上至下各层的位势密度值依次为:26.5, 27.0, 27.2, 27.4, 27.6, 27.7, 27.8, 27.85。

**5. 资料场** 在南大洋的研究中,资料的处理占有重要的位置,因为这一区域的资料较其它海区少,且在空间和时间上的分辨率都较低。

计算所需的水深资料读自澳大利亚 1992 年的海图。先由程序将水深资料内插到模式中的网格点上,再由人工根据海图进行修正,主要是对岸线附近进行修改,使其更符合实际岸形。

由于相关资料非常少,初始场的计算比较困难。中国和澳大利亚的 CTD 观测站位设在  $60^{\circ}\text{S}$  以南,且一般经向间隔为  $1^{\circ}$ ,纬向间隔为  $5^{\circ}$ ,比较稀疏,这些资料集中在春、夏季(11 月到 2 月)。在  $60^{\circ}\text{S}$  至  $40^{\circ}\text{S}$  几乎没有适用的资料,只搜集到日本考察队在从澳大利亚的弗里曼特尔到南极( $105^{\circ}\text{E}$  附近,12 月左右)和从昭和站回国( $40^{\circ}\text{E}$  附近,3 月左右)途中取得的 XBT 观测资料。另外,在早些年出版的印度洋图集(Wyrtki, 1971)中,有相关的大面和断面资料。利用以上这些资料不可能给出一个比较细致的背景场,模拟中采用了一个仅在经向变化的温、盐初始场,这也与模式采用的水边界条件相匹配。对上述资料进行同化处理后给出的初始场相当于 1 月份的平均情况,假设此时没有海冰[从《南极海冰图集及资料》(1991)中,可以看出这种假设是合理的]。初始流速取为零。

外强迫场采用模式配给的 COADS 资料,包括月平均的风速、气温、湿度、云量以及 SST 和 SSS。图 2 给出 2 月、5 月、8 月和 11 月的风应力场,代表夏、秋、冬、春四季的情况。

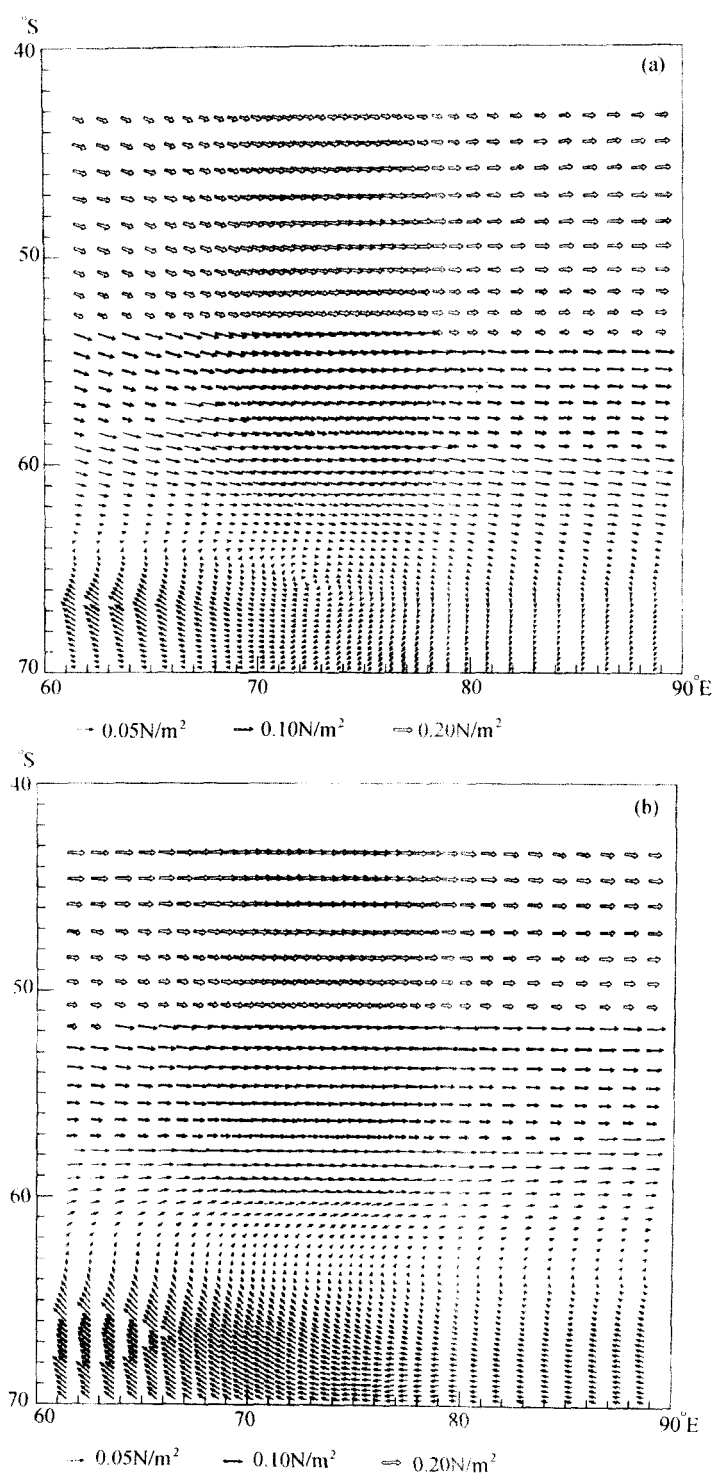
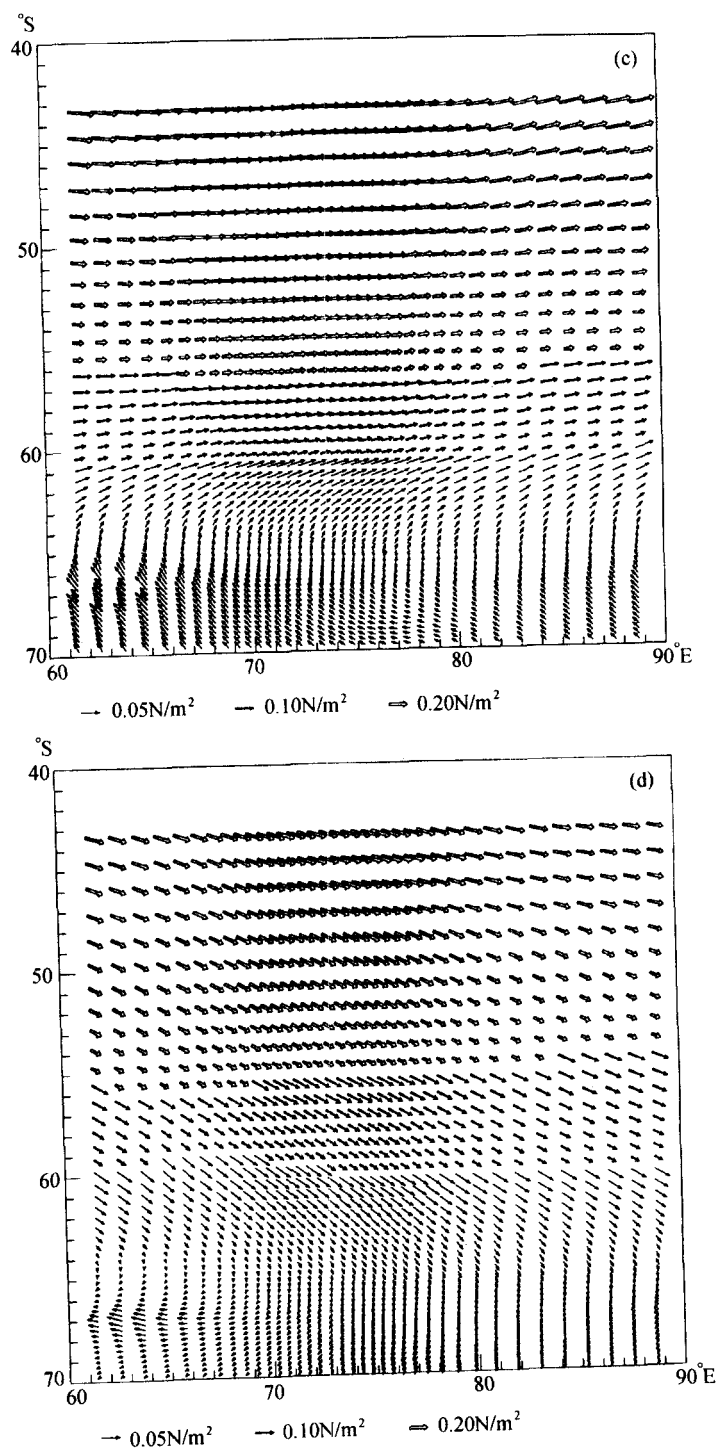


图2 风  
(a)夏季;(b)秋季;



应力场  
(c)冬季;(d)春季

### 三、模式调试和验证

OPYC 模式的软件包分为程序和数据库两部分。程序包括模式计算和结果分析两部分,共计 4 万多行。完整的数据库包括全球月均气象资料和海洋资料,这些资料可以提供模式运行所需的外强迫场和初始场。OPYC 的最佳运行环境是超级并行计算机,可以进行上百年的模拟。基于现有的计算条件,我们对程序做了适当修改,移植到微机上,采用双精度计算。由于模式采用的是半隐式格式,时间步长可以取得较大。在本次模拟中,时间步长开始时取为 2h,逐步增大为 1d,模式运行良好。模式时间从 1 月开始,模拟进行 2 年以后基本达到稳定,给出结果。

为了验证模拟的可靠性,需要将模拟结果与实测资料相对照。由于该海区直接测流资料非常少,计算结果只能与由卫星遥感资料或动力高度计算得到的结果进行比较。

图 3 给出了计算得到的年平均的表层流场,从图中可以看出,所示的流型与 Park 等 (1995) 由卫星高度计资料反演得到的结果基本相符。在  $40^{\circ}\text{S}$  和  $60^{\circ}\text{S}$  之间,ACC 的方向基本上向东,但由于凯尔盖朗海台的影响,ACC 在局部区域发生偏转。在普里兹湾外的海域,ACC 的流轴向南移动,其边界接近  $65^{\circ}\text{S}$ 。绕过凯尔盖朗海台的最南端之后,ACC 急

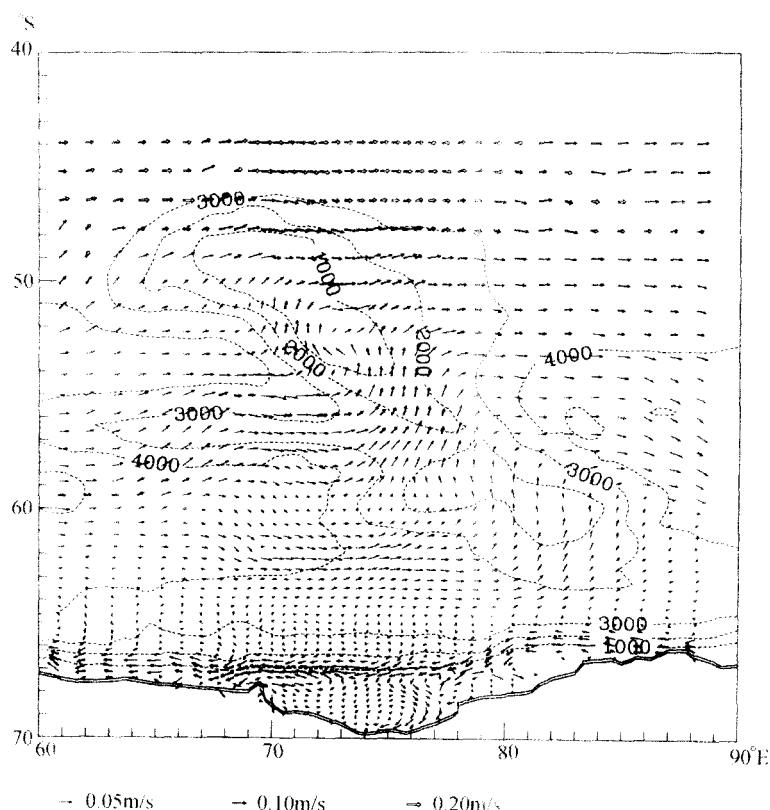


图 3 年平均表层流场[虚线为等深线(m)]

剧转向北,至  $55^{\circ}\text{S}$  左右才恢复东向的特征。在整个计算域中,ACC 的最大流速为  $0.22\text{m/s}$ ,出现在  $45^{\circ}$  以北的较深处。在流经凯尔盖朗海台时纬向流速较小,在  $0.1\text{m/s}$  以下。

Park 等(1995)指出,南极沿岸存在多处亚极地环流,它们是在沿岸东风的作用下形成的。在南大洋的大部分区域,这种环流的西边界是闭合的,而其东边界往往不能闭合。在南印度洋凯尔盖朗海台的东、西两侧各有一个这样的亚极地环流,西部的环流位于威德尔-恩德比海盆,其东边界在  $60^{\circ}\text{E}$  附近;东部的环流位于澳大利亚-南极海盆中,其西边界可达  $80^{\circ}\text{E}$ 。这两个环流在我们的结果中也能发现。由于计算域的边界取在  $60^{\circ}\text{E}$ ,不能反映西部环流的图像,但从图 3 可以看出,这个环流的东边界似乎在  $60^{\circ}\text{E}, 65^{\circ}\text{S}$  附近。当然由于这里靠近计算域的边界,不能排除边界条件的影响,而东部的环流则较为明显,其西边界可达  $80^{\circ}\text{E}$ 。Park 等(1995)同时还指出,基于水文资料的动力高度图并没有给出清晰的环流,这是因为这种传统的动力计算方法无法表示出环流的正压分量。

本模拟显示,  $65^{\circ}\text{S}$  以南有一支较强的西向沿岸流,在流经普里兹湾时,其中一部分从湾东北进入湾内,并在湾内形成一个顺时针的气旋式环流,这支向西的流动显然与近岸东风有关。从 Park 等(1995)给出的图例中可以看到,动力计算结果和 FRAM 的模拟结果

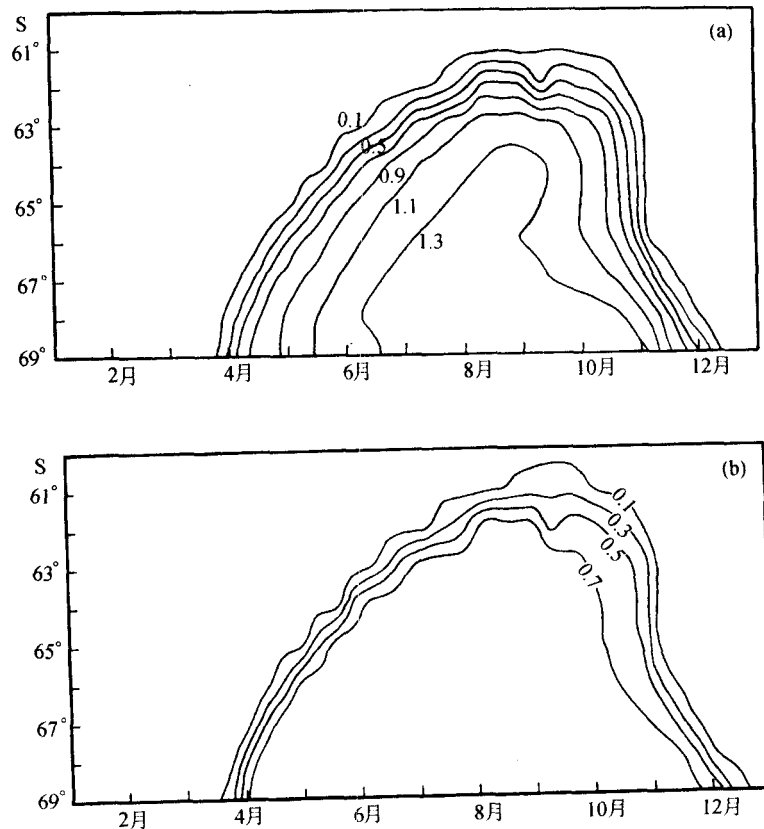


图 4  $73^{\circ}\text{E}$  海冰分布的年变化  
(a)厚度(m);(b)密集度

中并没有这种连续的流动。由于卫星高度计资料的南界只到  $66^{\circ}\text{S}$ , 反演出的环流场不能完全显示沿岸区的流动, 但可以看到, 在  $60^{\circ}\text{--}70^{\circ}\text{E}$ , 沿  $65^{\circ}\text{S}$  确有一支较稳定的西向流。这说明我们模拟结果中出现的这支流动可能更接近于该区域的实际流场。

另外, 模拟计算采用的初始场中, 假定整个计算域中没有海冰。计算开始后, 随着时间的推进, 海冰从生成、增厚, 再到变薄、消融, 表现出明显的季节变化特征。模拟出的海冰分布的变化具有良好的以 1 年为周期的变化特征(图 4)。上述各项的比较和验证表明, 本模式的模拟结果符合实际。

### 参 考 文 献

- 乐肯堂、史久新, 1997, 南极普里兹湾区环流与混合的研究, 海洋科学集刊, 38: 39—52。
- 乐肯堂、史久新、于康玲, 1996, 普里兹湾区的水团和热盐结构的分析, 海洋与湖沼, 27(3): 1—8。
- 国家南极考察委员会办公室、国家海洋环境预报中心, 1991, 南极海冰图集及资料, 中国科学技术出版社, 803。
- Allison, I., R. E. Brand and S. G. Warren, 1993, East Antarctic Sea Ice: Albedo, Thickness Distribution, and Snow cover, *J. Geophys. Res.*, **98**(C7): 12417—12429.
- Allison, I. and A. Worby, 1994, Seasonal changes of sea-ice characteristics off East Antarctica, *Ann. Glaciology*, 20: 195—201.
- Arakawa, A., 1966, Computational design of long-term numerical integration of the equations of fluid motion, *J. Comput. Phys.*, **1**: 119—143.
- Bleck, R. and D. Boudra, 1981, Initial testing of a numerical ocean circulation model using a hybrid (quasi-isopycnic) vertical coordinate, *J. Phys. Oceanogr.*, **11**: 755—770.
- Bleck, R. and D. Boudra, 1986, Wind-driven spin-up in eddy-resolving ocean models formulated in isopycnic and isobaric coordinates, *J. Geophys. Res.*, **91**(C6): 7611—7621.
- Bleck, R., P. Hanson, Dingming Hu and E. B. Kraus, 1989, Mixed layer-thermocline interaction in a three-dimensional isopycnic coordinate model, *J. Phys. Oceanogr.*, **19**: 1417—1439.
- Bleck, R., C. Rooth, Dingming Hu and L. T. Smith, 1992, Salinity-driven thermocline transients in a wind- and thermohaline-forced isopycnic coordinate model of the North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, **22**: 1486—1505.
- Grigor'yev, Y. A., 1967, Circulation of the surface waters in Prydz Bay, Soviet Antarctic Expedition, 7: 74—76.
- Mantyla, A. W. and J. Reid, 1995, On the origins of deep and bottom waters of the Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, **100**(C2): 2417—2439.
- Middleton, J. H. and S. E. Humphries, 1989, Thermohaline structure and mixing in the region of Prydz Bay, *Deep-Sea Res.*, **36**: 1255—1266.
- Oberhuber, J. M., 1992, The OPYC ocean general circulation model, In: German Climate Computer Center (DKRZ) Report No. 7, 127.
- Oberhuber, J. M., 1993a, Simulation of the Atlantic circulation with a coupled sea ice-mixed layer-isopycnal gentle circulation model. Part I: Model description, *J. Phys. Oceanogr.*, **23**: 808—829.
- Oberhuber, J. M., 1993b, Simulation of the Atlantic circulation with a coupled sea ice-mixed layer-isopycnal gentle circulation model. Part II: Model experiment, *J. Phys. Oceanogr.*, **23**: 830—845.
- Olbers, D., and C. Wübbler, 1991, The role of wind and buoyancy forcing of the Antarctic circumpolar Current, In: Strategies for Future Climate Research, Max-Planck-Institute for Metrology, 161—192.
- Park, Y. H. and L. Gamberoni, 1995, Large-scale circulation and its variability in the south Indian Ocean from TOPEX/Poseidon altimetry, *J. Geophys. Res.*, **100**(C12): 24911—24929.
- Roberts, M. J., R. Marsh, A. L. New, and R. A. Wood, 1996, An intercomparison of a Bryan-Cox-Type ocean model and an isopycnic ocean model. Part I: The subpolar gyre and high-latitude processes, *J. Phys. Oceanogr.*, **26**: 1495—1527.

- Smith, N. and P. Treguer, 1993, Physical and chemical oceanography in the vicinity of Prydz Bay, Antarctica, In: Southern Ocean Ecology: 25—43.
- Smith, N. R., Dong Z., K. R. Kerry and S. Wright, 1984, Water masses and circulation in the region of Prydz Bay, Antarctica, *Deep-Sea Res.*, 31: 1121—1147.
- UNESCO, 1981, The Practical Salinity Scale 1978 and the International Equation of State of Seawater 1980. In: UNESCO Tech. Paper, Mar. Sci., 36: 13—21.
- Woehler, E. J. and R. Williams, 1988, Oceanography data: Prydz Bay region. AAMBER 86/87. In: Australian National Antarctic Research Expedition Notes, 63: 136.
- Wyrki, K., 1971, Oceanographic Atlas of the International Indian Ocean Expedition, 531.

## A NUMERICAL STUDY OF THE ICE-OCEAN INTERACTION IN THE REGION OF PRYDZ BAY, ANTARCTICA I. MODEL \*

Shi Jiuxin, Le Kentang, Yu Kangling

(Institute of Oceanology, Chinese Academy of Sciences)

### ABSTRACT

A newly developed coupled sea ice-mixed layer-isopycnal numerical model including dynamics and thermodynamics was applied to study the ice-ocean interaction in the region of Prydz Bay. The model has an initial field based on observed data and all the simulated fields are driven by the wind and buoyancy fields from the Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set (COADS). The east and west open boundaries are connected according to the cyclic boundary technique. The grid size is changeable in order to obtain enough resolution in the study area. The simulated circulation agreed well with that obtained from satellite data and from dynamic height calculations. The seasonal variation of the simulated sea ice cover and thickness showed an obvious annual cycle.

---

\* Contribution No. 3473 from the Institute of Oceanology, Chinese Academy of Sciences.