

# 海洋的比熵和等熵分析

严幼芳, 甘子钧

热带海洋环境国家重点实验室(中国科学院南海海洋研究所), 广东 广州 510301

**摘要:** 基于海水热力学局域平衡的假定及 Feistel(2003, 2005)给出的海水 Gibbs 热力学势函数表达式, 利用全球海洋观测数据, 计算了全球海洋网格域的比熵、位温、位密等热力学参数, 分析了海水比熵的时-空分布格局及其与位温、位密以及中性面之间的关系。分析结果表明, 海洋中的比熵与位温之间具有确定的解析关系, 而海洋中的比熵与位密、中性面之间的分布则无明显的一致性; 这一结论为文章进一步导出海洋内部近似稳态大尺度地转环流在等熵面上的流函数, 证明等熵面与等密面的交线即物理海洋学上经典的“动力计算方法”中的 Montgomery 流函数, 进而为海洋内部的准地转运动的等熵-等密分析提供了新的热力-动力学依据。

**关键词:** 海水; 比熵; 地转流; 等熵分析

中图分类号: P731 文献标识码: A 文章编号: 1009-5470(2011)05-0001-07

## Specific entropy and isentropic analysis in the ocean

YAN You-fang, GAN Zi-jun

State Key Laboratory of Tropical Oceanography (South China Sea Institute of Oceanology, CAS), Guangzhou 510301, China

**Abstract:** Several improvements have been made recently to deal with the thermodynamic properties of seawater and a self-consistent expression for Gibbs potential functions was proposed by Feistel (2003, 2005). Based on this expression and hydrographic datasets, specific entropy, potential density, and potential temperature are calculated and analyzed. It is shown that there exists a significantly high correlation between specific entropy and potential temperature, while the distribution of entropy is not identical to that of potential density or neutral density in the ocean. In addition, a geostrophic streamfunction on isentropic surface is deducted, and the result shows that there exists Montgomery streamfunction on the isentropic surface and the geostrophic flow moves isentropically and isopycnally in order to keep its motion occur without change in the density and entropy of the water mass.

**Key words:** seawater; specific entropy; geostrophic flow; isentropic analysis

在海洋中, 除了一个近海面均匀的上摩擦层和一个近海底均匀的底摩擦层之外, 大洋内部的水体在各个深度上几乎是层化稳定的<sup>[1]</sup>。由于海洋的加热或者冷却以及外力做功等都主要发生在表层, 而海洋内部的垂向层结稳定性又抑制了垂向湍流和混合的发生和发展, 故人们一般认为, 海洋内部的海水主要是沿着海洋的某一物理面, 例如等(位)温面、

等(位)密面或者等熵面上流动的<sup>[2]</sup>。

事实上, 人们对于海洋内部海水的运动了解非常有限, 这主要是因为深水中直接进行海流测量的困难。长期以来, 人们对海洋内部环流的了解通常是由间接方法获得的, 即将常规获得的海洋水文观测资料, 如温度、盐度或者溶解氧含量等, 绘制到海洋的某一个物理面(如等深面、等位温面或等位密

收稿日期: 2010-04-21; 修订日期: 2010-06-11。孙淑杰编辑

基金项目: 国家重点基础研究发展计划项目(2007CB816003); 国家自然科学基金项目(40706009); 中国科学院知识创新工程青年人才领域前沿项目(SQ200702)

作者简介: 严幼芳(1979—), 女, 广西宾阳县人, 副研究员, 博士, 目前从事海洋热力学研究。E-mail: youfangyan@scsio.ac.cn

通信作者: 甘子钧。E-mail: zijungan@scsio.ac.cn

面)上,进而推断出海洋内部环流的分布形态。在 20 世纪 30 年代, Wüst<sup>[3]</sup>最先将大西洋深处的溶解氧含量分布描绘在等深面上,藉以推断大西洋深层环流的运动型态。Parr<sup>[4-5]</sup>将盐度资料投影到等温面上,从而显示出该等温面上海水的流态;随后, Parr<sup>[6-7]</sup>又将海水的盐度和温度资料绘制到等位密面上,据以追踪、讨论和分析等位密面上海水的流动型态。

与此同时,值得注意的是, Montgomery<sup>[8-9]</sup>将大气中的等熵分析方法引进物理海洋学的研究中。他认为,大洋内部的水体是最易沿着等熵面运动的,这主要是因为海洋内部海水的运动是一个近乎绝热、绝盐和无摩擦的运动过程;对于这种运动过程,海水的比熵是几乎保持不变的,因此海水主要沿着比熵等于常数的那个物理面上流动。McDougall<sup>[10]</sup>和 Jackett 等<sup>[11]</sup>则认为大洋中的水体更易沿着中性(密度)面运动,并利用中性(密度)面上的海水物化性质的分布形态来推断大洋的深层环流。

但是在物理海洋学研究实践中,实际情况正如 Emery 等<sup>[12]</sup>在《描述性物理海洋学》(第 7 章第 7 页)所指出的:“海流主要是沿着等熵面运动的(如果运动过程是绝热的,即热量和盐度没有发生变化,那么熵是守恒的),这个观点最早在上世纪 30 年代引入到物理海洋学研究中。由于海水的状态方程很复杂,这样的等熵面难于确定,而海洋中的位密等值面近似等价于等熵面,海洋中的中性(密度)面亦被认为近似地等价于海洋中的等熵面,故人们通常将海洋中的物化性质刻划到等密面(中性面或等熵面上)。”

基于上述海洋中的等位密面或中性面近似等价于等熵面的观点,长期以来,人们在海洋内部的水团和环流研究中,通常都将海水的物理特性资料绘制到等位密面(或等中性面)上,从而勾划出水团或者环流的分布型态;而在海洋环流数值模拟研究中,有关模式的垂向等熵坐标均相应地以等位密坐标或者等密度坐标来替代<sup>[12-13]</sup>。

海洋中的等位密面或者中性(密度)面是否如前述认为的那样近似地等价于海洋中的等熵面?如果等位密面或中性密度面不等价于等熵面,那么在海洋等熵面上稳态环流的状况又将如何?本文通过对海洋比熵的定量计算及其与位温、位密及中性密度之间的对比,试图对这两个问题作出初步的解答。

本文内容具体安排如下:第 1 节给出了计算海水比熵的具体表达式;第 2 节对使用的数据资料进行简单的介绍;第 3 节主要是对海水比熵的气候态

分布及其与位温、位密和中性密度的对比作一详细的描述;第 4 节详细地推导出海洋内部稳态环流的等熵-等密运动的具体表达式;最后一节给出本文的结论。

## 1 海水的 Gibbs 势函数和比熵表达式

近年来,海洋热力学方面的研究取得了很大的进展,Feistel<sup>[15-16]</sup>基于 Fofonoff 等<sup>[14]</sup>多年对海水热力学函数的众多研究以及对大量实测数据的拟合之后,给出一个较为准确、可靠和兼容的海水热力学 Gibbs 势函数表达式:

$$G(S, t, p) = 1 \left[ \text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \right] \cdot \sum_{j,k} \left\{ g_{0,jk} + g_{1,jk} x^2 \ln x + \sum_{i>1} g_{ijk} x^i \right\} y^j z^k \quad (1)$$

这里,  $G(S, t, p)$  称为相对比 Gibbs 势函数, 是海水盐度 ( $S$ ), 温度 ( $t$ ) 和压力 ( $p$ ) 的函数;  $x = \sqrt{S/40}$ 、 $y = t/40^\circ\text{C}$ 、 $z = p/100\text{MPa}$  分别为盐度、温度和压力的无量纲量;  $g_{ijk}$  为算式系数, 其取值可参见 Feistel<sup>[15-16]</sup>。  $G(S, t, p)$  称谓中的定语“相对”表示该函数在标准海水状态 ( $S=35\text{‰}$ ,  $t=t_0=273.15\text{K}$ ,  $p=p_0=101325\text{Pa}$ ) 时取值为零, 而定语“比”是指该函数是对于单位质量的海水定义的一个强度量。

由上列 Gibbs 势函数表达式, 利用热力学关系式, 可以导出海水的比熵 ( $\eta$ )、位密 ( $\rho_\theta$ ) 和位温 ( $\theta$ ) 的表达式<sup>[15-16]</sup>:

$$\begin{aligned} \eta(S, t, p) &= - \left( \frac{\partial G}{\partial t} \right)_{S,p} \\ &= - \frac{1 \left[ \text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \right]}{40 \left[ ^\circ\text{C} \right]} \cdot [g_{110} x^2 \ln x + \\ &\quad \sum_{j>0,k} (g_{0,jk} + \sum_{i>1} g_{ijk} x^i) \cdot j \cdot y^{j-1} z^k] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\theta = t(\eta, p, S) - \int_{p_a}^p \Gamma(\eta, p, S) dp \quad (3)$$

$$\rho = \left( \frac{\partial G}{\partial p} \right)_{S,t}^{-1}, \quad \rho_\theta = \rho(S, \theta, p, p_{\text{ref}}) \quad (4)$$

式(2)、(3)和(4)分别为计算海水比熵、位温和位密的表达式。其中, 压力 ( $p$ ) 取值的有效范围为海水三相点压力 ( $611.73\text{Pa}$ ) 到  $100\text{MPa}$ ; 温度 ( $t$ ) 取值范围为  $-2$ — $40$  ; 正常压力下, 盐度 ( $S$ ) 的取值范围为  $0$ — $50$

‰。  $\Gamma = \left( \frac{\partial t}{\partial p} \right)_{\eta,S}$  为绝热温度梯度;  $p_{\text{ref}}$  为定义位温的参考压力。为方便起见, 下文中将相对比熵简称为比熵或熵。此外, 由上述 Gibbs 势函数表达式, 利用

热力学关系式, 亦可以统一地导出文中需要用到的海水的其它热力学参量, 例如定压比热、绝热温度梯度、热膨胀系数、盐压缩系数、海水的相对化学位势、声速等, 本文在这里就不予赘列, 详见文献[15]、[16]。

此外, 根据 McDougall<sup>[10]</sup>和 Jackett 等<sup>[11]</sup>的研究, 中性密度( $\gamma^n$ )作为盐度( $S$ )、温度( $t$ )、压力( $p$ )以及经度和纬度的函数, 可以表示为:

$$\nabla \gamma^n = b\rho(\beta \nabla S - \alpha_x \nabla \theta) \quad (5)$$

这里,  $b$  为空间尺度函数,  $\theta$  为位温,  $\beta$  为盐压缩系数,  $\alpha_x$  为热膨胀系数。

## 2 数据资料

如式(2)所示, 海水的相对比熵是温度、盐度和压力的函数。本文使用《世界大洋气候图集》(WOAO1) 中的各网格点月平均温度、盐度资料<sup>[17]</sup>。该资料水平空间分辨率为  $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ , 垂向分为 24 层, 对应的深度分别为 0、10、20、30、50、75、100、125、150、200、250、300、400、500、600、700、800、900、1000、1100、1200、1300、1400、1500m。此外, 本文还选用了世界海洋环流试验(WOCE)A16 断面中南北纵贯大西洋的温、盐、深资料, 以显示海水比熵、位温、位密以及中性密度的垂向剖面分布情况。

## 3 海水比熵的气候态分布及其与位温、位密和中性密度的对比

### 3.1 气候态海水比熵的水平分布

基于海水热力学局域平衡的假定及比熵的表达式(式 2), 利用全球海洋的 WOA01 观测数据, 我们计算了全球海洋  $0.25^\circ \times 0.25^\circ$  网格域的比熵, 结果如图 1 所示。图中分别给出了深度为 0、500 和 1500m 水层上的气候年平均比熵的水平分布情况。这里, 深度为 0m 的比熵代表比熵在海-气作用至为强烈的海洋表层的分布情况; 深度为 500m 的比熵代表斜温层附近的比熵分布情况, 该层亦展示了多变的表层与较为均匀的深层海水之间的熵的过渡状态; 而 1500m 深的比熵图则代表较为稳定的深层海水的比熵分布情况。总体而言, 海水比熵的变化随着深度的变化呈现出明显的差异: 深度越深(即压力越大), 比熵越小。对于海洋表面而言, 比熵呈现出很强的纬向带状分布, 高熵主要出现在赤道低纬海域, 而低熵则主要出现在两极高纬海域。在赤道低纬海域, 纬向变化相对较小, 而在南北纬约  $40^\circ$  的海域, 纬向

变化则出现最大值。此外, 值得注意的是, 全球海洋比熵的分布格局与熟知的海水温度或位温分布格局<sup>[12]</sup> 是大体相似的; 这种相似情况在下述 WOCE-A16 断面图上显示得更为确切(图 1)。

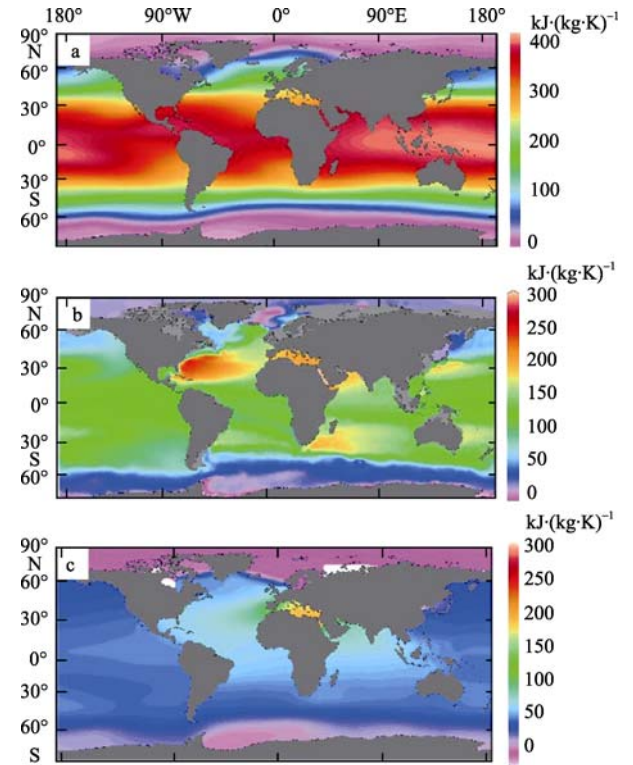


图 1 气候年平均海洋表面 0m (a)、500m (b)和 1500m (c) 水层的比熵分布情况

空间分辨率为  $0.25^\circ \times 0.25^\circ$

Fig. 1 Climatological annual mean specific entropy at depth of (a) 0, (b) 500, and (c) 1500 m on a  $0.25^\circ \times 0.25^\circ$  grid

### 3.2 海水比熵与位温、位密及中性(密度)之间的关系

如引言所述, 海洋中的等位密面或者中性密度面是否如前人认为的那样近似地等价于海洋中的等熵面? 事实上, 如上节(3.1)所述, 海水比熵的水平分布似乎与海水温度(或位温)的水平分布更为近似。为了进一步地探讨海洋等位温面、等位密面、中性密度面与等熵面之间的关系, 本节将利用世界海洋环流实验(WOCE)大西洋 A16 断面的实测数据对这 4 个参数进行计算和分析。应该指出的是, 这里用到的海水比熵、位温和位密均是由 Gibbs 势函数表达式统一推导出来的, 而中性密度是由中性面算法来估算的<sup>[11]</sup>。

图 2 为大西洋 A16 断面上的比熵、位温、位密和中性面随深度变化的剖面图。由图可见, 比熵和位温的垂向断面的分布形态非常相似: 在海洋上层 200—300m 的海域, 二者均有一个浅的上“混合层”。

在该层,海水的比熵和位温的铅直梯度都很小,几乎接近均匀,且二者的量值都很高。在“混合层”下面是一个急剧变化的“突变层”。突变层的比熵铅直梯度较大,在不太厚的深度内,比熵和位温随着深度的变化呈现出快速的递减趋势,且该层的深度并不是随纬度的变化而单调地升降,它在赤道海域上升,其深度大约在 300m 左右;在副热带海域下降,然后由副热带海域开始向高纬度海域又逐渐上升,至亚极地可升达海面,大体呈“W”形状分布。“突变

层”底下是一个比熵和位温均随深度的增加逐渐降低,出现梯度很小的低熵和低温层。相对于上面两层而言,这层的比熵和位温更为均匀稳定。对于海洋等中性面的分布格局而言,尽管在南大洋高纬海域表层水体随着深度的变化所呈现出来的分布型态与该部分海洋比熵的分布型态有点相似,但是整体而言,海洋的等中性面分布格局与海洋等熵面的分布格局是不相同的,而对于海洋等位密面而言,其与海洋等熵面的分布格局就相差甚远了。

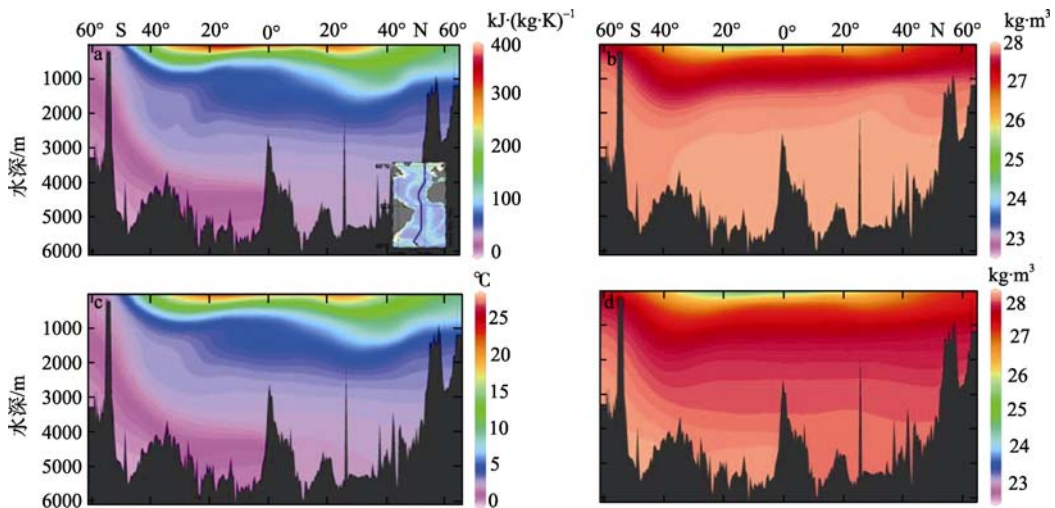


图2 大西洋 A16 断面上的比熵(a)、位密(b)、位温(c)、和中性面(d)随深度变化的剖面图

Fig. 2 Distributions of (a) entropy, (b) potential density, (c) potential temperature, and (d) neutral density versus depth along a vertical section. The data used are from Meridional WOCE A16 section at the locations indicated by the inset.

图 3a—c 分别为大西洋 A16 断面上的比熵与位密、中性面和位温之间关系的散点图。由图可以看出,比熵与位密或者中性密度之间存在着相当散乱的曲线关系;相反,比熵和位温则显然存在一个相

当确切的线性关系。海洋比熵明显有别于位密的这一观测事实在  $\theta$ - $S$  相空间上也可以看出来,如图 4 所示。图中,比熵和位密两者之间等值线并不相互平行,甚至还有点“正交”的趋势;而比熵与位温等

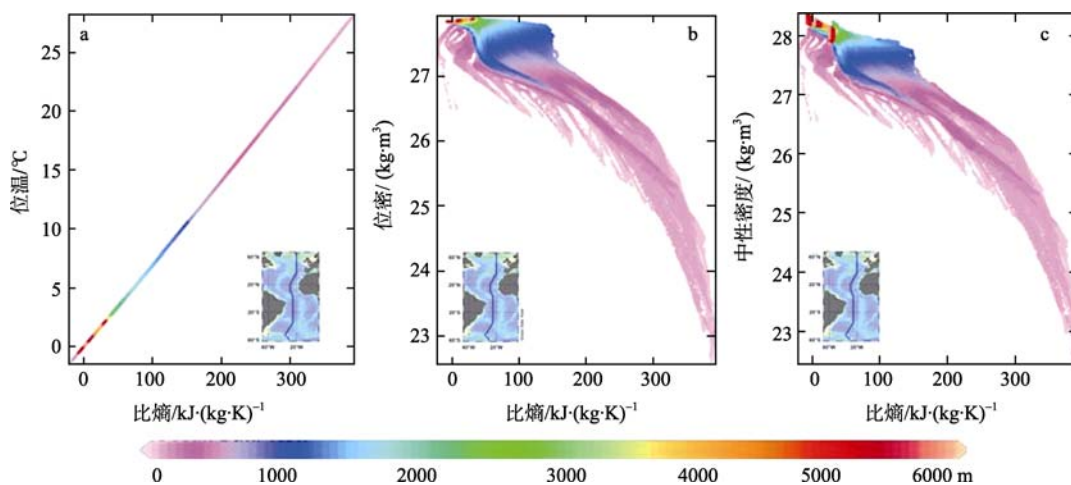


图3 大西洋 A16 断面上的比熵与位温(a)、比熵与位密(b)、比熵与中性密度(c)之间关系的散点图

左下角子图中的蓝实线为 A16 断面的地理位置。

Fig. 3 (a) Entropy versus potential temperature, (b) entropy versus potential density, and (c) entropy versus neutral density along WOCE A16 section at the locations indicated by the inset



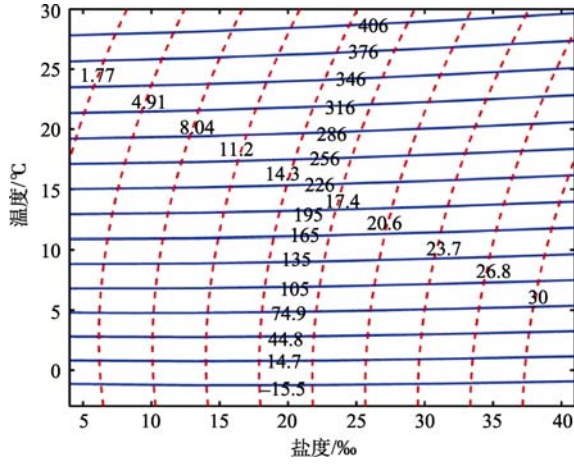


图4 全球海洋比熵-位密叠加在  $\theta$ - $S$  相平面上等值线图  
Fig. 4 Climatological annual mean potential temperature-salinity ( $\theta$ - $S$ ) diagram, superimposed with entropy and potential density ( $\rho_\theta$ ) contours at the sea surface of global ocean. The solid lines represent the entropy contours, and the dash lines represent potential density contours

值线则相对比较平行;这也进一步表明海洋等位密面并不近似于海洋中的等熵面,而海洋中的等位温面才近似地等价于海洋中的等熵面。

为了确定比熵与位温之间的经验关系,我们利用最小二乘方法对 WOCE A16 断面上的比熵与位温进行拟合,如图 5 所示,海水比熵与位温的经验关系式可表示为

$$\hat{\eta} = C_{p0} \ln \hat{\theta} + \text{const.} \quad (6)$$

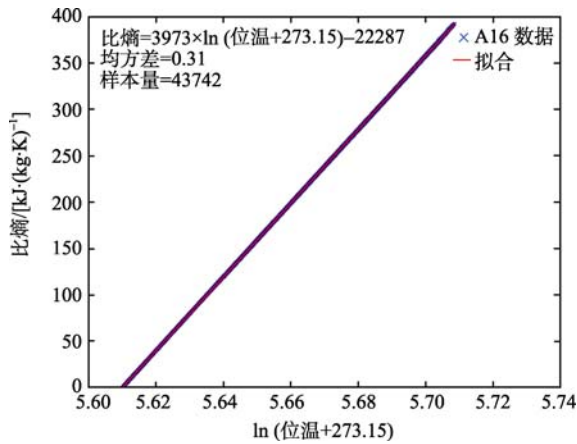


图5 全球海洋比熵-位温之间关系的最小二乘拟合  
Fig. 5 Entropy as a function of natural logarithm of potential temperature, fitting by using a linear least square technique. The fitting coefficient approximately equals to the specific heat at sea level pressure, and temperature is the absolute temperature with potential temperature pulsing 273.15K. The data used are from WOCE A16 section

这里  $C_{p0}=3972.75$  为常数,其值近似等于海表

面的定压比热;  $\hat{\theta}$  为位温,按热力学温标计算;  $\text{const.}=-22286.78$  为拟合常数。值得注意的是,式(6)中的比熵与位温的关系与大气科学中熟知的比熵-位温关系<sup>[18]</sup>非常类似,二者均具有同样的表达形式。

海水比熵和位温的经验关系式(6)亦可以由海水的热力学关系式推导出来。首先,引进以温度( $T$ )、盐度( $S$ )和压力( $p$ )为独立变量的海水比熵微分表达式<sup>[14,19]</sup>

$$d\eta = C_p \frac{dT}{T} - \alpha \frac{dp}{\rho} - \frac{\mu dS}{T} \quad (7)$$

式中,  $C_p$  为等压比热,  $\mu$  为海水的相对化学位势。根据海水位温的定义,海洋中某一深度(压力为  $p$ )的海水微团,绝热上升到海面(即参考压力  $p_{\text{ref}}$  为一大气压  $p_0$ ,  $p_{\text{ref}}=p_0$ )时所具有的温度,故成立有  $C_p(S, t, p, p_{\text{ref}}) d\theta/\theta = C_p dT/T - \alpha dp/\rho$ , 于是,方程(7)可以改写为

$$d\eta = C_{p0} d\theta/\theta - \mu dS/T \quad (8)$$

式中,等号右方第二项(盐度项)的量值相对第一项(温度项)为小量,即  $\left[ \mu \frac{dS}{T} / \left( C_{p0} \frac{d\theta}{\theta} \right) \right] = O(10^{-4})$ 。因此,式(8)的积分式可近似地表示为

$$\eta = C_{p0} \ln \theta + \text{const.} \quad (9)$$

#### 4 海洋内部稳态环流的等熵-等密运动

一般来说,在开阔大洋中,非线性效应和摩擦效应都是很小的量,而水平压力梯度  $\nabla_h p$  与水平流动引起的科氏力取得平衡,故对于海洋内部的大尺度稳态平均环流而言,可以利用地转近似替代<sup>[1,13]</sup>。在水平坐标( $x, y$ )平面上,海洋中的地转流可以表示为

$$u = -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y}; \quad v = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (10)$$

这里,  $u$ 、 $v$  分别为水平坐标  $x$ 、 $y$  方向上的流速;  $f=2\Omega \sin \varphi$  为科氏参数,其中  $\Omega$  为地转角速度率,  $\varphi$  为地理纬度,  $\rho$  为海水密度,  $p$  为压力。

对于任一物理面(例如等熵面)来说,在任何一方向上,例如  $x$  方向上,海水压力的变化可表示为<sup>[8]</sup>

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_z = \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_\eta - \left. \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial x} \right|_\eta \quad (11)$$

这里,等号左方压力梯度项的下标“ $z$ ”表示垂向坐标;等号右方两项的下标“ $\eta$ ”表示垂向等熵坐标。

将海水垂向静力平衡方程( $\partial p = -\rho g \partial z$ )代入式

(11)可得

$$\alpha \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_z = \frac{\alpha \partial p}{\partial x} \Big|_{\eta} + \frac{\partial(gz)}{\partial x} \Big|_{\eta} \quad (12)$$

这里, 记  $\alpha=1/\rho$ 。注意, 在等熵面上( $\eta=\text{const.}$ ), 若成立有  $\alpha=\text{const.}$ , 则上式可表示为

$$\alpha \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_z = \left[ \frac{\partial(p\alpha + gz)}{\partial x} \Big|_{\eta} \right]_{\alpha=\text{const.}} \quad (13)$$

显然, 此式等号右方括号内的( $p\alpha+gz$ )即为熟知的地转流函数或称为“Montgomery”流函数。方程(13)表明, 在海洋等熵面上( $\eta=\text{const.}$ ), 只有当海水沿着等密线或等位密线运动时, 其流函数才是 Montgomery 流函数; 反之, 在海洋的等密面上, 由 Montgomery 流函数刻划的地转流线也就是该面上的等熵线。换言之, 无论是在等熵面上或者等密面上, 海水的地转流只能是沿着这两个面的交线流动, 这也就意味着海水的地转流动是一种等熵-等密的运动。

事实上, 对于平稳的、无黏性和耗散的可压缩理想地球流体来说, 在局域平衡条件下, 成立有  $\mathbf{v} \cdot \nabla \rho = 0$  (这里  $\mathbf{v}$  表示流速矢量,  $\rho$  为流体密度), 而且对于其中任一绝热的流体微团, 其运动又是等熵的, 即有  $\mathbf{v} \cdot \nabla \eta = 0$ 。因此, 可得

$$L(\rho, \eta) = \frac{\nabla \rho \times \nabla \eta}{|\nabla \rho \times \nabla \eta|} \quad (14)$$

式中,  $L(\rho, \eta)$  为平行于流向的单位矢量, 即该流体中的等密面和等熵面的交线的方向矢量。上式表明, 在海洋内部, 在定态情况下, 作为理想流体的海水只有沿着等位密面运动才保持其密度恒定不变, 从而避免克服浮力做功; 同时, 海水在运动过程中为

保持了其绝热、绝盐状态, 从而保持其比熵不变, 故选择沿着等熵面运动。由于海洋中的等密面与等熵面并不平行或重合, 故流体将倾向于沿着这两个面的交线  $L(\rho, \eta)$  运动。这也就是说, 从动力学和热力学的观点来看, 海洋内部的大尺度稳态环流(特别是地转流)是一种等熵-等密的运动。

## 5 结论

本文基于海水热力学局域平衡的假定和最新发表的海水 Gibbs 热力学势函数的表达式, 利用全球海洋观测的 WOA01 数据集和 WOCE A16 断面资料, 计算了全球海洋网格域的海水比熵、位温和位密等热力学参数, 分析了海水比熵的时-空分布格局及其与海水位温、位密以及中性密度之间的关系。分析结果表明, 海洋比熵与位温之间具有简洁的确定性关系, 而海洋比熵与位密、中性密度之间则无确切明显的关系; 这也就是说, 海洋中的等位密度面或者等中性面并不如以往人们所认为的那样近似地等价于海洋中的等熵面, 而只有海洋中的等位温面才近似地等价于海洋中的等熵面。

此外, 本文还导出了海洋内部满足地转近似的稳态大尺度地转环流在等熵面上的流函数, 且其表达式与海洋等密面上经典的地转流函数(即 Montgomery 流函数)的表达式相一致。这也就意味着, 在海洋等熵面上, 地转流沿着等位密线流动; 反之, 在海洋等密面上, 地转流是沿着等熵线运动的。由于海洋中的等熵面与等密面两者并不平行或重合, 故海洋中的稳态大尺度环流总是倾向于沿着等熵面和等密面两者的交线  $L(\rho, \eta)$  流动, 即海洋中地转近似的稳态大尺度环流是一种等熵-等密的运动。

## 参考文献

- [1] GILL A E. Atmosphere-ocean dynamics [M]. New York: Academic Press, 1982: 208-237.
- [2] PICKARD G L, EMERY W J. Descriptive physical oceanography: An introduction (5<sup>th</sup> Enlarged Edition) [M]. Oxford: Pergamon Press, 1990: 128-130.
- [3] WÜST G. The Stratosphere of the Atlantic Ocean[M]. EMERY W J. New Delhi: Amerind, 1978: 1-112.
- [4] PARR A E. On the probable relationship between vertical stability and lateral mixing processes [J]. J Conserv, 1936, 11: 308-313.
- [5] PARR A E. A contribution to the hydrography of the Caribbean and Cayman Seas based upon the observations made by the research ship “Atlantis”, 1933-34 [J]. Bulletin of the Bingham Oceanographic Collection, 1937, 5(4):1-110.
- [6] PARR A E. Isopycnic analysis of current flow by means of identifying properties [J]. J Mar Res, 1938, 1:133-154.
- [7] PARR A E. Further observations on the hydrography of the Eastern Caribbean and adjacent Atlantic waters [J]. Bull Bingham oceanogr Coll, 1938, 6 (4): 1-29.
- [8] MONTGOMERY R B. A suggested method for representing gradient flow in isentropic surfaces [J]. Bull Amer Met Soc, 1937, 18: 210-212.
- [9] MONTGOMERY R B. Circulation in upper layers of southern North Atlantic deduced with use of isentropic analysis [J].

- Pap Phys Oceanogr Meteor, 1938, 6(2): 1-55.
- [10] MCDOUGALL T J. Neutral surfaces [J]. J Phys Oceanogr, 1987, 17: 1950-1964.
- [11] JACKETT D R, MCDOUGALL T J. A neutral density variable for the world's oceans [J]. J Phys Oceanogr, 1997, 27: 237-263.
- [12] TALLEY L D, PICKARD G L, EMERY W J, et al. Descriptive physical oceanography: An introduction [M]. 6th ed. Boston: Elsevier, 2011: 560.
- [13] GRIFFIES S M. fundamentals of ocean climate models[M]. Princeton: Princeton University Press, 2004: 117-124.
- [14] FOFONOFF N P. Physical properties of sea-water[M]// HILL M N. The Sea. New York: Interscience, 1962: 3-30.
- [15] FEISTEL R. A new extended Gibbs thermodynamic potential of seawater [J]. Progress in Oceanography, 2003, 58: 43-115.
- [16] FEISTEL R. Numerical implementation and oceanographic application of the Gibbs thermodynamic potential of seawater [J]. Ocean Science, 2005, 1: 9-16.
- [17] CONKRIGHT M E, LOCARNINI R A, GARCIA H E, et al. World Ocean Atlas 2001: Objective analyses, data statistics, and figures, CD-ROM documentation[M]. National Oceanographic Data Center, Silver Spring, MD, 2002: 17.
- [18] HESS S L. Introduction to theoretical meteorology [M]. New York: Henry Holt and Company, 1959: 99-150.
- [19] KAMENKOVICH V M. 海洋动力学基础[M]. 赵俊生, 耿世江, 译. 北京: 海洋出版社, 1983: 14-20.