

流体地球科学 第13回

東京大学 大気海洋研究所 准教授
藤尾伸三
http://ovd.aori.u-tokyo.ac.jp/fujio/2015chiba/
fujio@aori.u-tokyo.ac.jp

2016/1/29

最終更新日 2016/1/27

前回のポイント

風成海洋大循環のメカニズム ... $\left\{ \begin{array}{l} \text{地衡流} \quad \text{惑星渦度} \\ \text{地衡流からのずれ} \quad \text{相対渦度} \end{array} \right.$
ポテンシャル渦度が保存 南北移動で 相対渦度が生まれる (ベータ効果)

- 風の相対渦度 海の相対渦度
 1. 風が海に応力を与える
 2. エクマン輸送の収束・発散が起きる
 3. 海面に鉛直流ができる (エクマン湧昇)
 4. 亜表層に相対渦度が生じる (循環が生じる)
- スベルドラップ平衡
 1. 海の東側は、水柱が南北に動くことで、風の相対渦度が解消
 2. 相対渦度が弱いので、海底摩擦は渦度変化に寄与しない
 3. 風の渦度と、南北移動の渦度変化がバランス
- 西岸強化
 1. 海の西側は、水柱が南北に動くことで、風の相対渦度が強化
 2. 相対渦度は、海底摩擦などで解消される

定常状態 $\left\{ \begin{array}{l} \text{海の大部分} \dots \text{スベルドラップ平衡 (弱い流れ)} \\ \text{西端の狭い領域} \dots \text{西岸境界流 (強い流れ)} \end{array} \right\}$ 流量は等しい

つづき

ベータ $\beta = \frac{df}{dy} = \frac{2\Omega \cos \phi}{a}$ (a は地球の半径)

ベータ平面 $f = f_0 + \beta_0 y$ (中央の緯度の f, β で近似)

スベルドラップ輸送 (エクマン輸送 + 地衡流の輸送, m^2s^{-1}) ... $V_s = \frac{\text{curl } \tau}{\rho\beta}$

風応力の回転成分 (相対渦度) $\text{curl } \tau = \partial\tau_y/\partial x - \partial\tau_x/\partial y$ のみが重要.

- 一様な風はどんなに強くても輸送 0 (一様な力で押しても物体は回転しない)

スベルドラップ流量 (m^3s^{-1}) ... $\psi(x, y) = \int_x^{x_e} V_s(x', y) dx'$

- その場所と東岸の間を流れる流量
- 等値線は流線になる (流れる向きに矢印をつける)
- 体積の保存から、その場所と西岸の間の流量に等しい (北端や南端も) 西端での値が西岸境界流の流量になる

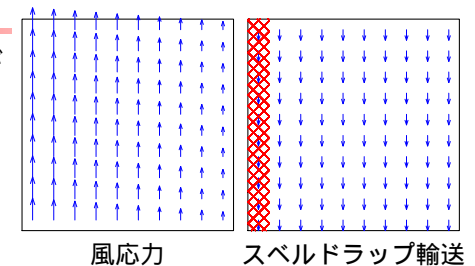
例

周囲を陸に囲まれた正方形の海に風が吹いている

東向きに弱くなる北向きの風応力.
南北方向には一様

$$\tau_x = 0, \tau_y = ax + b$$

($a < 0$: 任意の定数)
 $\text{curl } \tau = a < 0$ (定数)

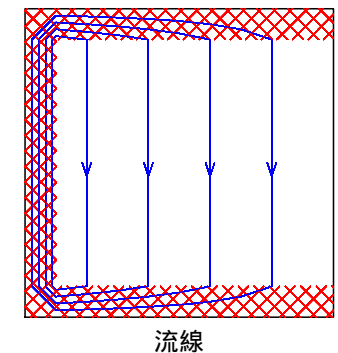


スベルドラップ輸送 $V_s = \frac{a}{\rho\beta} < 0$ (定数)

- 西岸では成立しない
- 北岸, 南岸でも, 海岸線を横切る流れになる

スベルドラップ流量 $\psi = \int_x^L V_s dx = -\frac{a}{\rho\beta}(L-x)$

- スベルドラップ平衡が成り立つ領域で流線は等間隔
- 流線が閉じるように、岸のそばはつなく
- 流れの向きを考えて、矢印をつける

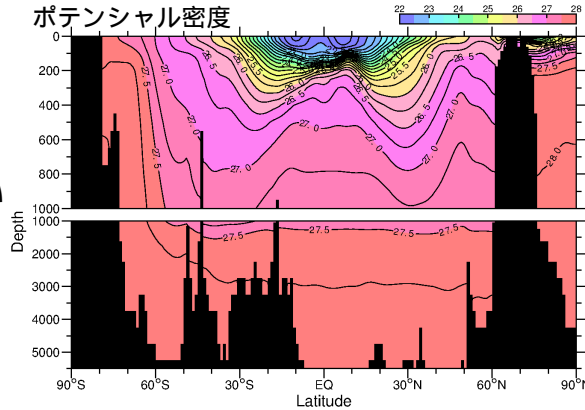


傾圧

今まで、海水の密度は一様を仮定 順圧流 (深さ方向に変化しない流れ)

実際には、
 はずかだが密度は変化 ($1022 \text{ kg m}^{-3} \sim 1028 \text{ kg m}^{-3}$)
 海流も深いほど流速は弱い

東経 180 度の南北断面
 (気候学的年平均値)
 World Ocean Atlas (2009)



- 順圧 (海面の傾斜)
 流速は深さによらない
 高さは観測できない
 海面...空気と水の境界
- 傾圧 (等密度面の傾斜)
 流速は深さで異なる
 密度は観測できる

順圧成分と傾圧成分 深層で打ち消し合う
 深層で等密度面は水平

2層モデル

密度躍層 (水温躍層) で層に分け、それぞれの層は同じ密度とする (近似)

それぞれの層内では圧力勾配は変化しない
 流速も鉛直に変化しない (順圧)

密度は、下ほど大きい $\rho_1 < \rho_2$

それぞれの層での水柱の高さ (層厚)

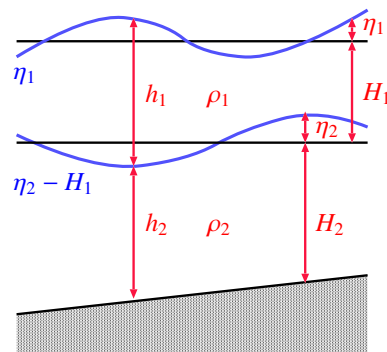
$$\begin{cases} h_1 = \eta_1 + H_1 \\ h_2 = \eta_2 + H_2 \end{cases}$$

H_k : 静止状態の層厚, η_k : 静止位置からのずれ

$$h_1 = \eta_1 - (\eta_2 - H_1) \quad \eta_2 = \eta_1 - h_1 + H_1$$

圧力は、上に乗っている重さ (静水圧)

- 1層目の圧力勾配 $p_1 = \rho_1 g(\eta_1 - z) \quad \frac{\partial p_1}{\partial x} = \rho_1 g \frac{\partial \eta_1}{\partial x}$
- 2層目の圧力勾配 $p_2 = \rho_1 g[\eta_1 - (\eta_2 - H_1)] + \rho_2 g[(\eta_2 - H_1) - z]$
 $\frac{\partial p_2}{\partial x} = \rho_2 g \frac{\partial \eta_1}{\partial x} - (\rho_2 - \rho_1) g \frac{\partial h_1}{\partial x}$



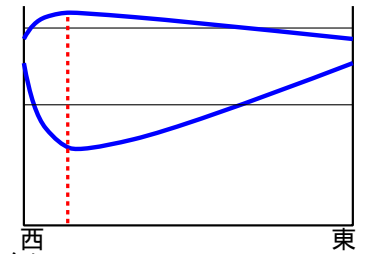
アイソスター

下層は風の影響を受けないので、動かない
 (初期に動いてもまさつ等でいずれ静止する)

下層で地衡流がない 圧力勾配は 0

$$\frac{\partial p_2}{\partial x} = \rho_2 g \frac{\partial \eta_1}{\partial x} - (\rho_2 - \rho_1) g \frac{\partial h_1}{\partial x} = 0$$

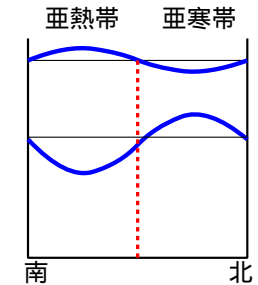
$$\frac{\partial \eta_1}{\partial x} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \frac{\partial h_1}{\partial x}$$



海面の傾斜と水温躍層の傾斜が比例 ... アイソスター
 (海面と水温躍層が作る圧力勾配が相殺する)

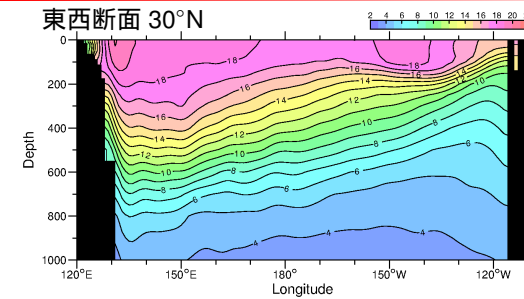
上層だけの風成循環

- 亜熱帯循環では、スベルドラップ平衡は南下流
 東西に見ると、
 海面は、東向きに低くなる
 水温躍層は、東向きに浅くなる
 西岸境界流の部分は、逆
 南北に見ると、
 海面は、上に凸
 水温躍層は、下に凸



北太平洋の水温断面図

東西断面 30°N

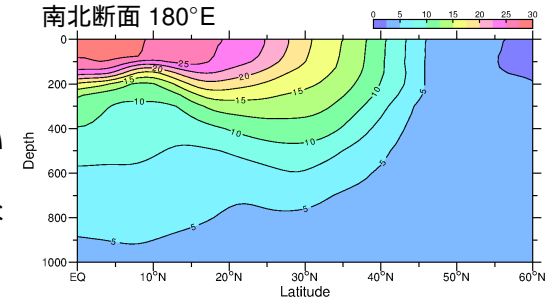


気候学的年平均値 (2月)
 World Ocean Atlas 2009

海面付近に混合層.
 混合層の下は季節変化が小さい

- 亜熱帯は、ある程度、合う
 500m ぐらいの深さだと、
 ○ 30°N の水温が最も高い
 ○ 同緯度では、西ほど温かいが、西端は冷たい
- 亜寒帯は、層に分かれていない 順圧でよい

南北断面 180°E

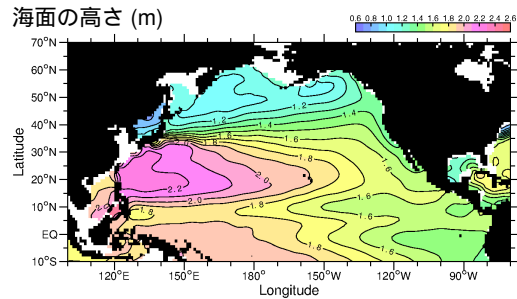
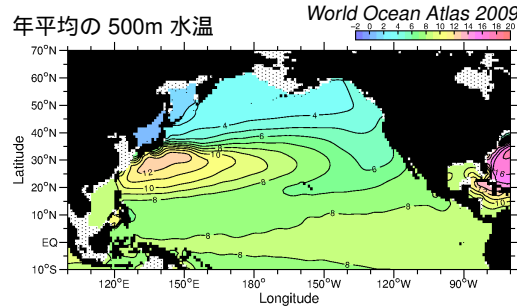


海面の高さ

北太平洋 500m の深さの水は、
日本の南がもっとも暖かい
水温躍層はもっとも深い

深さ 1000m で圧力勾配 0 を仮定
(実際には 0 ではないが)

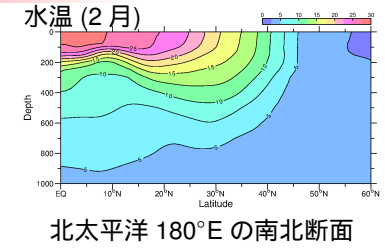
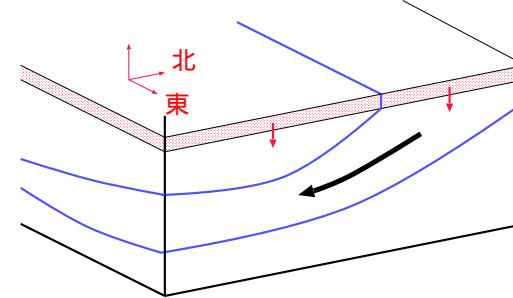
- 密度は、CTD 観測した水温と塩分から計算する。
- ジオイド基準の海面の高さは測れない(ジオイドがわからないので)



Wyrski (1975)

通気水温躍層

亜熱帯循環をさらに層に分ける



- 海面エクマン層 (混合層) に接している水柱は、渦度の変化を受ける
- 接しない場合、ポテンシャル渦度 (f/h) を保存する
- 全層での流量の和はスベルドラップ流量になる

亜熱帯循環の北半分を考えると、

- 負のエクマン湧昇 水柱は、南に動く
- 南側の層の下に入り込む

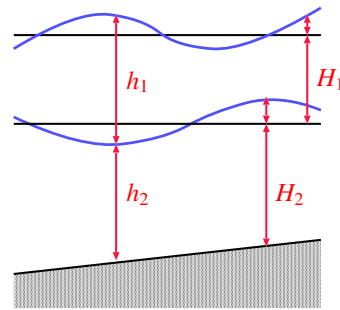
ポテンシャル渦度

$$\text{ポテンシャル渦度: } \frac{f + \zeta_k}{h_k} \approx \frac{f}{h_k} \quad (k = 1, 2)$$

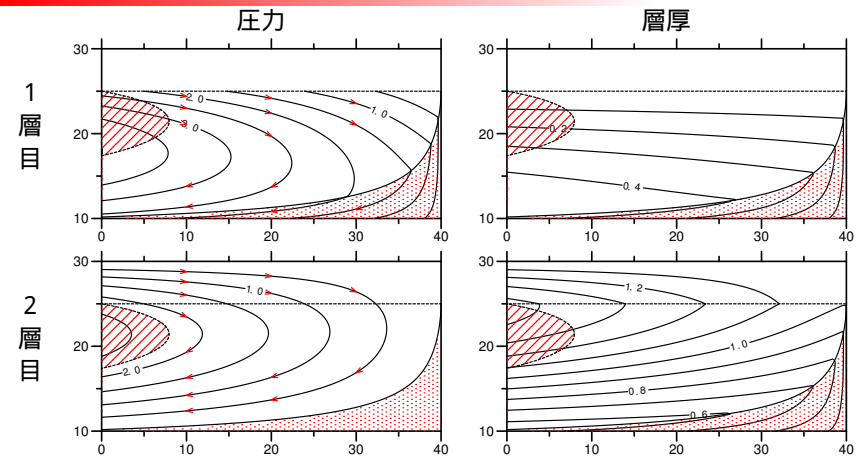
(h_k : 層の厚さ, f : コリオリ係数, ζ_k : 相対渦度)

西岸境界流 以外では、渦度は惑星渦度で近似

- 1層モデルの $h \approx H$ (H : 水深), 位置のみで決まる
 - 鉛直流なし $\frac{f}{H}$ の等値線に沿って流れる
 - 鉛直流あり $\frac{f}{H}$ の等値線を横切って流れる
- 多層モデルの h は、流れに応じて変化する
 - 鉛直流なし $\frac{f}{h}$ を保存して流れる
 f に比例して, h が変化する.
南に流れる (f が小さくなる) ならば, h も小さくなる



通気水温躍層



圧力や層厚は、適当な場所の値に対する相対値

- 西側に西岸境界流があることを仮定する (ポテンシャル渦度が減衰)
- 2層目では
 - 東側に「流れない領域」ができる
 - 西側に「海面から水が来ない領域」ができる

水温・塩分の南北断面図

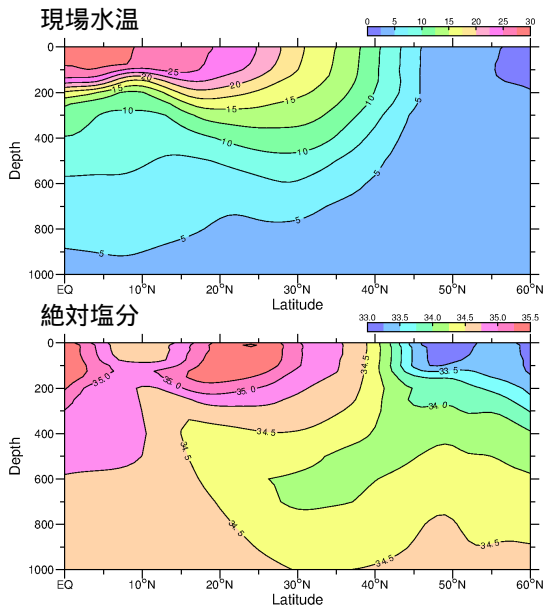
ポテンシャル水温, 塩分は保存
流れても変化しない

流線に沿って, 水温は同じ
等温線に沿って流れる

北太平洋 (180°E), 2月気候値

- 極側の低温・低塩分の表層水は, 中緯度の高温・高塩分の表層水の下に潜り込む
中層に低塩分の層
(北太平洋中層水)
- 中緯度の高塩分の表層水も, 赤道側に潜り込む

ただし, { 流れは3次元的
水は混合する



水温や塩分の深さ方向の変化 海面での南北変化の反映

ストンメル (1958) の深層循環の模式図



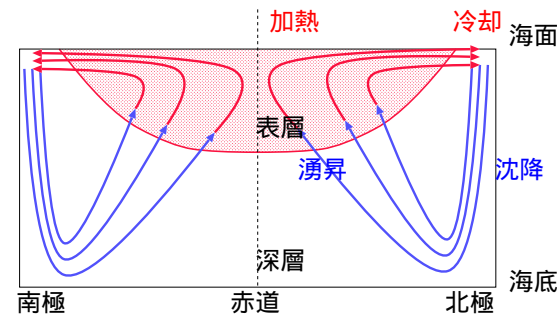
大胆な仮定
海底...平坦
湧昇...水平一様

- 沈降域は, 北大西洋北部と南極ウェッデル海
- それ以外では, 湧昇 西岸付近を除けば, 流れはすべて極向き
スベルドラップ輸送を, 鉛直流速から計算できる
- 流量が合う (極向きの輸送 + 湧昇) ように, 西岸境界流を考える
大西洋西岸は南下流, 南太平洋西岸は北上流 (沈降域の配置で決まる)
太平洋の赤道を超える流量は, 北太平洋で湧昇する流量に等しい。

深層循環

極で沈降した水は, 温められて
上層に戻る

- ラグランジュの説明
水粒子は, 上層から熱拡散で
温められ, 軽くなる
- オイラーの説明
水温躍層は, 上から拡散する
熱で温められ, 下からの冷水
の湧昇で冷やされる



極域を除けば, 深層から表層へ湧昇...深層は「亜寒帯循環」的な運動

湧昇の流速は $5 \times 10^{-8} \text{ m s}^{-1}$ 程度 (エクマン湧昇 10^{-6} m s^{-1})

- { 鉛直方向の熱バランスから推定
- { 極域で沈降する水は約 $20 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ を, 海の面積 $3 \times 10^{14} \text{ m}^2$ で割る。

熱塩循環 (深層循環は, 熱塩循環の一部)

- ・海面フラックスが水温や塩分の場所による違いを生み, 浮力の違いを生む
- ・表層は, 強い風成循環 (エクマン湧昇) + 弱い熱塩循環 (深層からの湧昇)

北大西洋深層水 (NADW)

冷却を受けて, グリーンランド周辺で海
底付近に沈んだ水 ... 北大西洋深層水

深層の西岸境界流によって, 西側を南下

水爆実験によって大
気放出され, 海水に
溶けたトリチウム

Östlund and Rooth (1990)

- 10年間でより多くのトリチウムが深層
に入った
- フロンでも同様に確認できる

海洋物理学の深層水と, ペットボトルの
「深層水」は別もの

1972年

1981年

ブロッカーのコンベア・ベルト

北大西洋深層水の表層・深層の動きのみに注目した模式図

各大洋の内部の循環は省略
(南極大陸の周り 南大洋)

太平洋に入った深層水がすべて湧昇して、インド洋に行くわけではない。

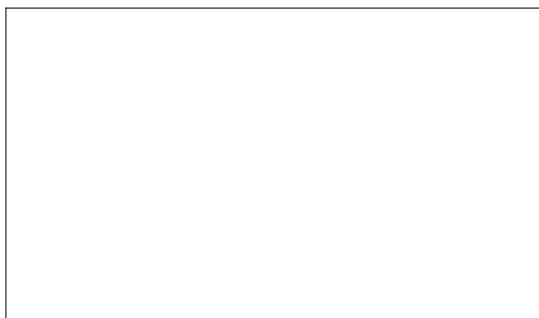
- 南大洋を回っている深層水が分岐して、ふたたび南大洋の深層に戻る。

Broecker (1987)

- インドネシアを通過する表層水の大部分も、表層の水 オーストラリアを回る風成循環

もともと海洋循環を表すための図ではないし、深層循環の図でもない
海洋循環は、一本のベルトで示されるほど単純ではない。

- オリジナルの図に多くの人が手を加えている。
(南極大陸周辺で沈降した深層水を追加など)



Talley (2013) の模式図

深層水は南極大陸の周りを回る

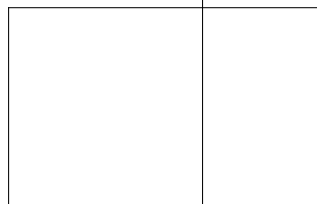
南極周極流
 $130 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$

北大西洋深層水
 $10 \sim 20 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$

Gordon (1991), Schmitz (1996)

南北循環

水平循環



風による表層循環は含んでいない

水塊の名前 (人によりまちまち)