

目次

第1章 準備	2
1.1 はじめに	2
1.2 外洋における対流の様相	2
第2章 対流のパラメタリゼーション	5
2.1 非貫入型対流調節	5
2.1.1 定式化	5
2.1.2 「瞬時的」な対流調節	7
2.1.3 「遅い」対流調節	9

第1章 準備

1.1 はじめに

海洋大循環の数値実験の中では、特定の格子点において静的不安定 (ポテンシャル密度の鉛直勾配が正) が発生し得る。自然では、対流過程が海水カラムの静的不安定を速やかに解消する。しかし、静水圧平衡の仮定を行う静水圧海洋大循環モデルでは対流過程は表現できないため、この過程をパラメーター化しなければならない。海洋大循環モデルにおける対流過程のパラメーター化には、大きくは以下のようなものがある。

- 非貫入型対流調節
- 貫入型対流調節
- 乱流クロージャースキーム

本ノートでは、海洋大循環モデルにおける対流過程のパラメタリゼーションの内、非貫入型対流調節について述べる。

1.2 外洋における対流の様相

本節では、外洋における対流過程についての観測事実、理論、モデルについてのレビュー (Marshall and Schott, 1999) を参考に、海洋の対流の様相について簡単にまとめる。

対流の過程は間欠的であり、階層的なスケールを持つことが、観測的事実から示唆されている。対流の過程は三段階に区別することができ、図 1.2.1 のように概略される。準備的段階 (図 1.2.1a) の間、「ドーム」状の等密度面を伴う環流スケール

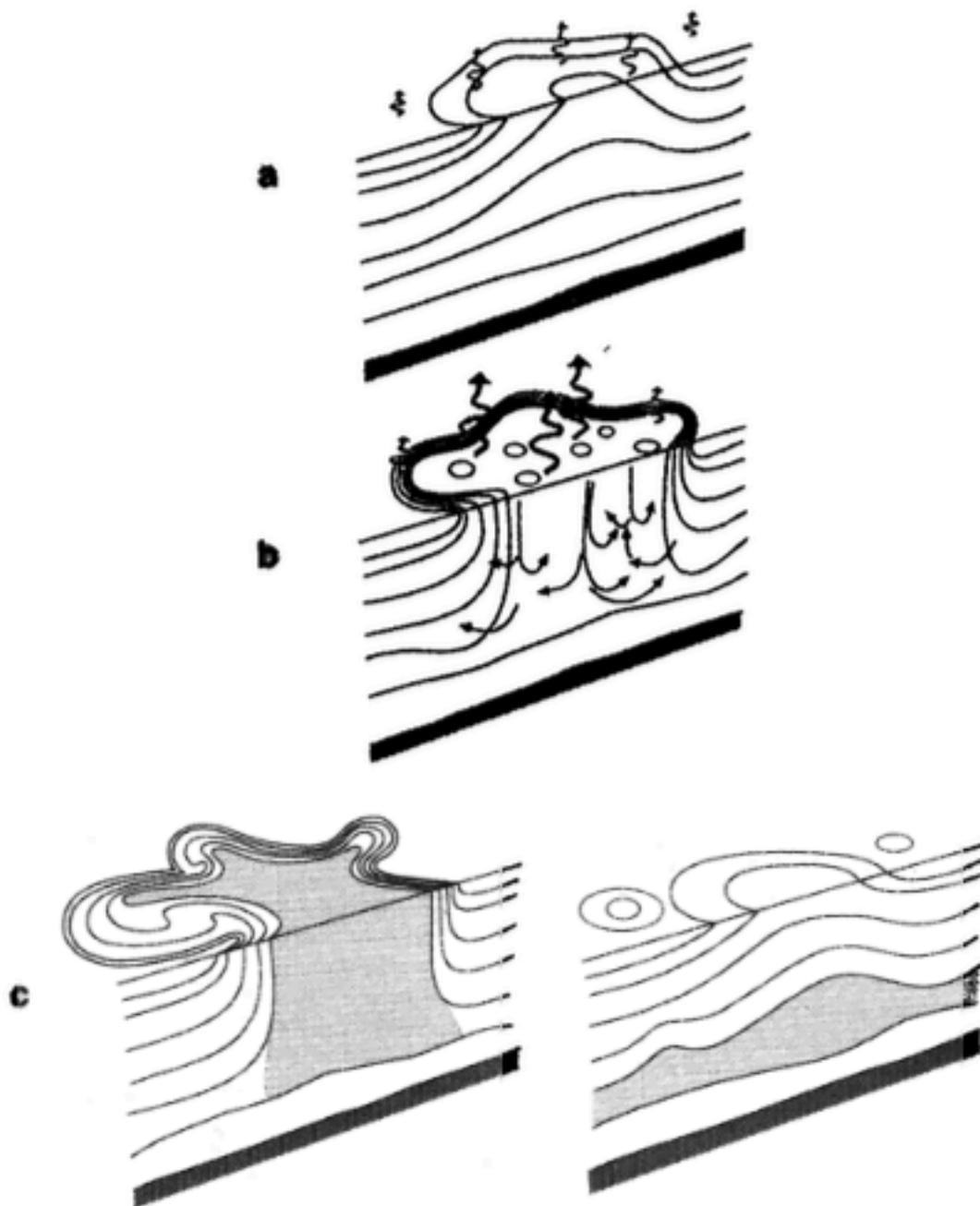


図 1.2.1: 外洋の対流 (open ocean convection) の模式図. Marshall and Schott(1999)の図 3 を引用.(a) 準備的段階, (b) 深い対流, (c) 水平混合と分散. 巻き矢印は海面の浮力フラックスを表す. また, 成層や等密度面の露出 (outcrop) を実線によって, 対流によって混合した流体塊を陰影で表している.

の低気圧性の循環は、成層の弱い内部域の水を海面近くに持ってくる。そのとき、卓越した気象条件と関係した浮力強制は対流を引き起こす。冬季に入ると、激しい浮力の損失が低気圧性のドームの海面近傍の成層を侵食する。その後の冷却は深い対流を駆動する。そこでは、数多くのプリュームにおいて流体カラムの大部分は転覆し(図 1.2.1b)、海面の密度の大きい海水は鉛直方向に配送される。プリュームの水平スケールのオーダーは、1 km 以下であり、その鉛直速度は 10 cm/s に達する。プリュームは、準備的段階で中立的になった領域に渡って海洋の性質(例えば、塩分や温位)を急速に混合し、半径数 10km から 100km 超のスケールを伴う深い「混合されたパッチ」を形成すると考えられている。このパッチはチムニー(chimney)と呼ばれる。

混合されたパッチは水平方向に流体をその周辺の流体と交換するので、強い強制の停止、あるいは冷却が何日にも渡って継続するならば、対流スケールの卓越的な鉛直熱輸送は、地衡流渦と関係した水平輸送に取って代わられる(図 1.2.1c)。個々の渦は、対流してきた海水を、地衡流バランスにあるコーヒレントなレンズへと組織化する傾向がある。混合した流体は重力や回転の効果の下で分散し、等ポテンシャル密度面に沿って広がる。そして、数週間から数ヶ月の時間スケールで、パッチの衰弱と周囲の成層した流体による再占有に至る。

第2章 対流のパラメタリゼーション

2.1 非貫入型対流調節

対流プリュームは、温度・塩分・密度といった特性を効率的に混合する。「対流調節」は、大循環モデルにおける静的不安定を取り除くためによく用いられる。対流調節にはいくつかの数値的手法が存在するが、全ての対流調節のアルゴリズムは同じ原理に基づいている。すなわち、あるモデルの鉛直レベルにおけるポテンシャル密度とすぐ下の鉛直レベルにおけるポテンシャル密度を比較し、もし上側の方がポテンシャル密度が大きければ、パーセルの鉛直混合が発生する。

最初の対流調節の実装 (Bryan, 1969; Cox, 1984) は、鉛直密度一様な状態を得るために、繰り返しの過程の中ですぐ隣り合う鉛直レベルだけを比較する。しかし、より最近では、海水カラムの静的不安定な部分の全体を混合する (Marotzke, 1991)。これらの対流調節の実装において、海水カラムは (1 時間ステップの内に) 瞬時に調節される。一方で、静的不安定な箇所強い鉛直拡散係数を与え、対流の過程を鉛直拡散によって表現する手法 (enhanced vertical diffusion) もまた広く使われている (Cox, 1984; Marotzke, 1991)。鉛直拡散による対流過程のパラメタリゼーションは、調節の時間スケールが瞬間的でなく有限である「対流調節」と、形式的には同じである (Klinger et al., 1996)。

2.1.1 定式化

隣接する鉛直レベルのペア $k, k + 1$ (水深が深いほど鉛直レベルのインデックスが増加するように取る) において、静的不安定である場合に対流調節を行う。静的不安定の条件はポテンシャル密度 ρ^{pot} を用いて、

$$\hat{\rho}_k^{\text{pot}} - \hat{\rho}_{k+1}^{\text{pot}} > \rho_c^{\text{pot}} \quad (2.1.1)$$

と書かれる. ここで, ρ_c^{pot} は粘性や回転による抑制効果と関係した閾値である. $\hat{\cdot}$ は調節前の値であることを表す.

対流調節時に課される条件は以下ようになる.

$$\rho_k^{\text{pot}} = \rho_{k+1}^{\text{pot}}, \quad (2.1.2)$$

$$\hat{\theta}_k \Delta z_k + \hat{\theta}_{k+1} \Delta z_{k+1} = \theta_k \Delta z_k + \theta_{k+1} \Delta z_{k+1}, \quad (2.1.3)$$

$$\hat{S}_k \Delta z_k + \hat{S}_{k+1} \Delta z_{k+1} = S_k \Delta z_k + S_{k+1} \Delta z_{k+1}. \quad (2.1.4)$$

ここで, θ, S はそれぞれ温位と塩分であり, $\Delta z_k, \Delta z_{k+1}$ はそれぞれ鉛直レベル $k, k+1$ と対応した層の厚さである. 二番目と三番目の条件は, 海水カラム中の熱量と塩分の総量が調節の前後で保存しなければならないことを意味する. ポテンシャル密度は, 海水の状態方程式を $\rho = f(T, S, p)$ とすると,

$$\rho^{\text{pot}} = f(\theta, S, p_R) \quad (2.1.5)$$

によって求められる. ここで, p_R は参照圧力である. 本定式化では, 多くの海洋モデルでなされるように, 対流調節において海水の状態方程式の非線形効果を考慮しないことにする. このとき, (2.1.2), (2.1.3), (2.1.4), (2.1.5) から, 対流調節後のポテンシャル密度, 温位, 塩分を以下のように求めることができる.

今, 温位と塩分を独立変数とする, 線形の海水の状態方程式を用いるので, ポテンシャル密度は, 参照圧力を $p_R = 0$ ととれば,

$$\rho^{\text{pot}}(\theta, S) = \rho_0 [1 - \alpha(\theta - T_0) + \beta(S - S_0)] \quad (2.1.6)$$

と書ける. ここで, α, β はそれぞれ熱膨張係数, 塩分凝縮係数であり, ρ_0, T_0, S_0 はそれぞれ参照密度, 参照温度, 参照塩分である. このとき, (2.1.3), (2.1.4) から,

$$\hat{\rho}_k^{\text{pot}} \Delta z_k + \hat{\rho}_{k+1}^{\text{pot}} \Delta z_{k+1} = \rho_k^{\text{pot}} \Delta z_k + \rho_{k+1}^{\text{pot}} \Delta z_{k+1} \quad (2.1.7)$$

を得る. さらに, 右辺に対して (2.1.2) を用いれば, 調節後のポテンシャル密度は,

$$\rho_k^{\text{pot}} = \rho_{k+1}^{\text{pot}} = \frac{\hat{\rho}_k^{\text{pot}} \Delta z_k + \hat{\rho}_{k+1}^{\text{pot}} \Delta z_{k+1}}{\Delta z_k + \Delta z_{k+1}} \quad (2.1.8)$$

と求まる. よって, 状態方程式の線形性から, 調節後の温位や塩分は,

$$\theta_k = \theta_{k+1} = \frac{\hat{\theta}_k \Delta z_k + \hat{\theta}_{k+1} \Delta z_{k+1}}{\Delta z_k + \Delta z_{k+1}}, \quad S_k = S_{k+1} = \frac{\hat{S}_k \Delta z_k + \hat{S}_{k+1} \Delta z_{k+1}}{\Delta z_k + \Delta z_{k+1}} \quad (2.1.9)$$

と得られる.

上記の定式化では静的不安定な $k, k+1$ の層間の混合だけを記述したが, 実際には, 海水カラム全体の静的不安定を取り除くために, 二層以上に渡ってや静的不安定にある他の層間で混合を行い, そしてその手順を繰り返す必要がある. 二層以上に渡って混合する場合の調節後の温位や塩分は, (2.1.9) と同様にして層厚の重み平均によって求めればよい.

2.1.2 「瞬間的」な対流調節

瞬間的な対流調節では対流の時間スケールを考慮せず、一時間ステップの間に海水カラムの静的不安定を解消させる。ここでは、有限回数の繰り返し処理により海水カラムの静的不安定を完全に解消できる、Marotzke (1991) の対流調節の実装について述べる。その対流調節のアルゴリズムは、以下のようなものである。

1. 全格子点におけるポテンシャル密度を計算する。
2. 静的不安定な箇所を探すために、隣接する鉛直レベルのペア全てに対して、ポテンシャル密度を比較する。
3. 最も海面に近い静的不安定な鉛直レベルのペアを混合する。
4. 一つ下の鉛直格子点のポテンシャル密度を確認する。3. で計算された混合後のポテンシャル密度よりも小さければ、三層全て混合する。静的安定な鉛直レベルに達するまで、この手順を続ける。
5. 新しく混合した部分のすぐ上の鉛直レベルに戻り、今そのペアが静的不安定になったかどうかを確認する。もしそうならば、その鉛直レベルを混合対象のレベルに含め 3. に戻る。そうでなければ、たった今混合行った部分より下側に存在する、静的不安定なペアを検索し、発見したら 3. に戻る。検索が海底に達したら、アルゴリズムを終了する。

3., 4. において温位や塩分の混合は、(2.1.9) によって計算される。

図 2.1.2 を用いて、このアルゴリズムを直感的に説明する。今、初期のポテンシャル密度の分布が、黒色の実線で与えられると考えよう。海面から静的不安定な鉛直レベルのペアを検索すると、最初の静的不安定な鉛直レベルのペアは k と $k+1$ の間で発見される。 k と $k+1$ の2つのレベルの温位と塩分は、カラムの熱と塩分が保存するように鉛直方向に混合する。もし新しく計算されたポテンシャル密度において $k+1$ と $k+2$ の間で静的不安定であるならば、 $k, k+1, k+2$ の間で混合を行う。このプロセスを、レベル $k+2$ より下の静的安定が確認されるまで繰り返す（繰り返し1回目）。次に、 $k-1$ と k の間のポテンシャル密度を比較し静的不安定か否かを調べ、もしそうならば同様の手順を行う（繰り返し2回目）。図 2.1.2 において、繰り返し1回目と繰り返し2回目後のポテンシャル密度分布をそれぞれ、緑色と赤色の実線によって示している。

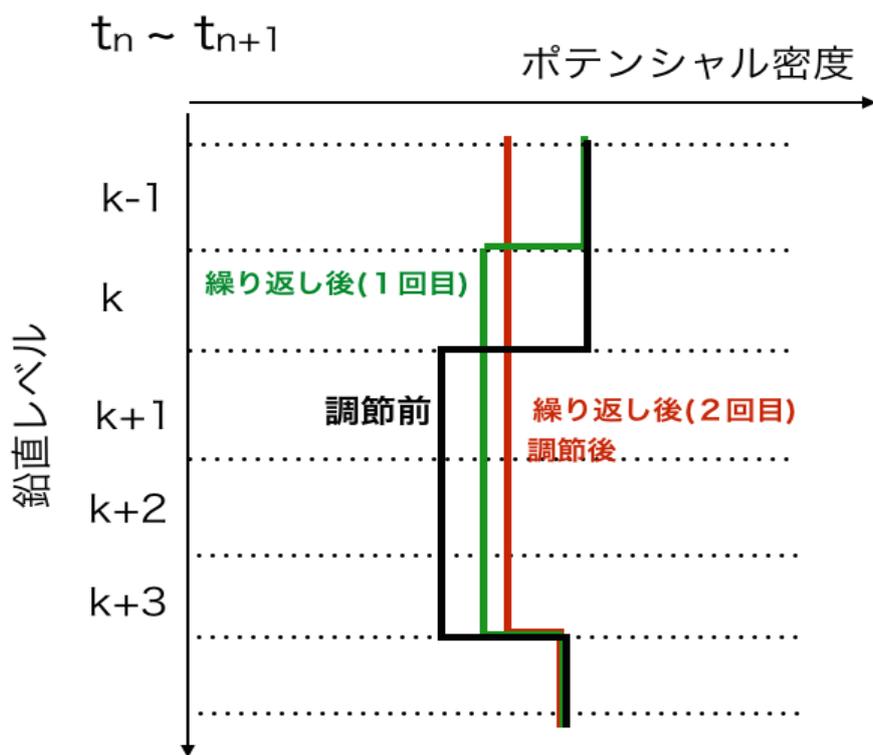


図 2.1.1: (瞬間的な) 対流調節のアルゴリズムにおける静的不安定の取り扱い.

2.1.3 「遅い」対流調節

Klinger et al. (1996) の「遅い」対流調節やそれと等価な enhanced vertical diffusion では、海洋の対流の時間スケールを考慮する。したがって、「瞬間的な」対流調節とは異なり、一時間ステップ中に海水コラムの静的不安定を完全に解消されるとは限らない。

対流の時間スケールと対応する拡散係数

対流による混合は、時間スケール t_{mix} によって特徴付けられる。ここで、 t_{mix} は混合層の底の海水の特性が、混合層上端の浮力強制によって大きく変化するまでにかかる時間スケールである。流体粒子は対流プルーム中で海面から混合層の底まで下降するので、この時間スケールは粒子の輸送時間と関係づけられる。鉛直速度 w_{plume} によって特徴付けられる対流プルームに対して、 t_{mix} のオーダーは、

$$t_{\text{mix}} \approx h/w_{\text{plume}} \quad (2.1.10)$$

と取られる。深い対流の典型的な鉛直速度 (3~10cm/s) に対して、 t_{mix} は半日かそれより長くなるため、 t_{mix} がゼロである「瞬間的な」対流調節には、再考の余地がある。

Klinger et al. (1996) は、有限の t_{mix} を表現することを試みた、簡単な対流のパラメタリゼーションを議論した。静的不安定な領域における温度や塩分の鉛直拡散係数の大きさは、 t_{mix} の物理的な知識から推定することが望ましい。拡散系において、シグナルを距離 h だけ送るには h^2/κ のオーダーの時間がかかるので、拡散係数の大きさは、

$$\kappa \approx h^2/t_{\text{mix}} = hw_{\text{plume}} \quad (2.1.11)$$

と見積もられる。例えば、 $w_{\text{plume}} = 0.05\text{cm/s}$, $h = 1000\text{m}$ ととれば、 $\kappa = 50\text{m}^2/\text{s}$ となる。

「遅い」対流調節のアルゴリズム

「遅い」対流調節のアルゴリズムは、以下のようなものである。ただし、ここでは簡単化のために、鉛直レベルの間隔は等間隔であるとする。

1. 全格子点におけるポテンシャル密度を計算する。

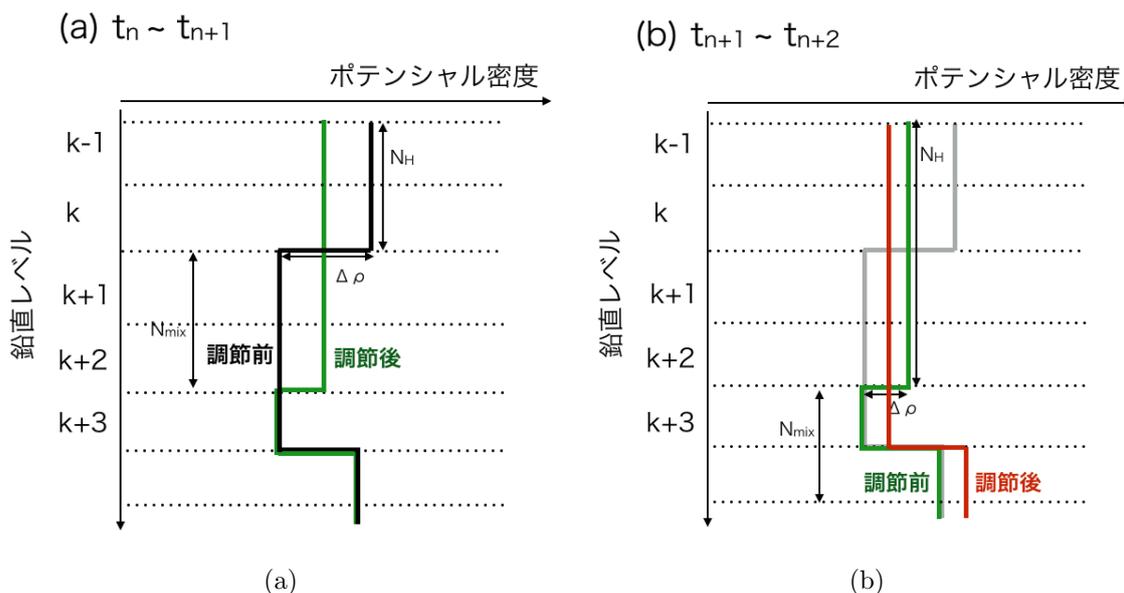


図 2.1.2: $N_{\text{mix}} = 2$ としたときの、「遅い」対流調節による密度の再分配の模式図. (a), (b) はそれぞれ, $t_n \sim t_{n+1}$ およびその次の時間ステップ $t_{n+1} \sim t_{n+2}$ における対流調節前後のポテンシャル密度の鉛直分布を示す.

2. 隣接する鉛直レベルのペア全てに対しポテンシャル密度を比較し, 最も深部にある静的不安定なペアを検索する.
3. 2. で発見したペアより下の N_{mix} 層に渡って混合を行う. ここで, N_{mix} は (2.1.11) の鉛直拡散係数から決定される. 今, 鉛直レベルのペアのインデックスを $k, k+1$ とし, それぞれのポテンシャル密度を $\rho_k = \rho_{k+1} + \Delta\rho, \rho_{k+1}$ と書くとする. また, 鉛直レベル $k+1$ の上にある同じポテンシャル密度を持つ層数を N_H とする. このとき, 混合後のポテンシャル密度は次のように計算する.

$$\rho_{k,\text{new}} = \rho_{k,\text{old}} - \Delta\rho + \frac{N_H}{N_H + N_{\text{mix}}} \Delta\rho, \quad (\text{for } k = K - N_H + 1, \dots, K) \quad (2.1.12)$$

$$\rho_{k,\text{new}} = \rho_{k,\text{old}} + \frac{N_H}{N_H + N_{\text{mix}}} \Delta\rho \quad (\text{for } k = K + 1, \dots, K + N_{\text{mix}}) \quad (2.1.13)$$

4. 鉛直レベル $K - N_H + 1$ より上に存在する次の静的不安定なペアを対象にして, 3. の手順に戻る. もし海面に最も近い鉛直レベルに達したら, アルゴリズムを終了する.

3. のポテンシャル密度の再分配は, 図 2.1.2 において直感的に理解できる.

関連図書

Kirk Bryan.

A numerical method for the study of the circulation of the world ocean.

Journal of Computational Physics, 4(3):347 – 376, 1969.

ISSN 0021-9991.

doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991\(69\)90004-7](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991(69)90004-7).

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999169900047>.

M. D. Cox.

A primitive equation three-dimensional model of the ocean.

1984.

Barry A Klinger, John Marshall, and Uwe Send.

Representation of convective plumes by vertical adjustment.

Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012), 101(C8):18175–18182, 1996.

Jochem Marotzke.

Influence of convective adjustment on the stability of the thermohaline circulation.

Journal of Physical Oceanography, 21(6):903–907, 1991.

John Marshall and Friedrich Schott.

Open-ocean convection: Observations, theory, and models.

Reviews of Geophysics, 37(1):1–64, 1999.