

平成 23 年度 卒業論文

超音波風速計がとらえた乱流フラックス  
—勢水丸での黒潮横断観測—

Turbulent flux measured by Ultrasonic anemometer

—Observation of traversing Kuroshio with SEISUI MARU—

三重大学 生物資源学部

共生環境学科 自然環境システム学講座

地球環境気候学研究室 508304

安藤 雄太

指導教員：立花 義裕 教授

## 要旨

中緯度の大気海洋相互作用は、最近注目されている。これまで、中緯度の海洋から大気への影響は少ないと考えられてきた。しかし、最近、中緯度の海洋が大気に影響を与えることが明らかになりつつある。この大気海洋相互作用の素過程である乱流フラックスに関する研究は、間接推定によるものがほとんどであり、直接観測による研究はほとんど存在しない。その原因は、超音波風速計が常設された船舶が国内に2隻のみしかないことである。そのうちの一隻が三重大学練習船「勢水丸」である。

本研究では、勢水丸に常設された超音波風速計データから直接観測による乱流フラックスを求めた。解析対象は、三重県沿岸部の伊勢湾・熊野灘と中緯度の大気海洋相互作用研究の中でも最も注目されている黒潮である。直接測定された乱流フラックスから詳細な大気海洋相互作用の素過程を明らかにする。そのための第一歩として、本研究では、直接観測で使用する渦相関法と、間接推定する方法として最も広く用いられているバルク法の2種類で乱流熱フラックスを計算し、その違いを明確にすることを目的とする。

船舶上で超音波風速計を用いて観測する場合、様々なノイズが入る。本研究では、最も影響が大きいと考えられる船体動揺補正と吹き上げ角補正のみを行った。船体動揺補正とは、船体が動揺することで船体が傾くことと、「見かけ」の風速が発生することを考慮する補正である。

渦相関法の平均時間について、10分平均の観測値を用いたバルク法と最も相関が高かったのは、1分平均の渦相関法を10分移動平均したものであった。これは、移動平均によって、乱流熱フラックスのばらつきが小さくなり、バルク法での計算結果に近づいたからであると考えられる。ただし、以下の研究では、同じ時間スケールで渦相関法とバルク法を比較するため、それぞれ10分平均を使った。

解析した全ての事例で、渦相関法とバルク法の変動は大まかに似ていた。しかし、異なる点もあった。

4月の伊勢湾、熊野灘で渦相関法とバルク法で計算した乱流顕熱フラックスを比較したところ、大気が安定な場合に渦相関法とバルク法の差が大きくなった。これは、大気が安定な場合、大気乱流が発生しにくいので乱流フラックスも小さいにも関わらず、バルク法では温度差や風速から過大に見積もることを示唆している。また、3月と8月に熊野灘から伊勢湾を航行した同じ航路上で比較したところ、8月の方が渦相関法とバルク法の差が大きかった。これは、3月と比べ、8月は大気が安定なので、前述の結果と整合的である。この事例では、渦相関法で正、バルク法で負の乱流顕熱フラックスであった。直接観測である渦相関法にバルク法の計算結果を近づけるためには、海面水温を $+2.5^{\circ}\text{C}$ する必要があることが分かった。短波放射の強い夏季には、大気と接する海面の温度(表皮温度)は、勢水丸の水温センサがある水深3mの温度より十分高いと考えられる。したがって、中緯度海域で夏季にバルク法を使用する際には、表皮温度による効果を大きく考慮する必要があることを示唆している。

三重県沿岸部の季節や地形による乱流顕熱フラックス変動の特徴は、伊勢湾と熊野灘でそれぞれ特徴的な乱流顕熱フラックス変動が見られた。

4, 5, 6, 11, 12月の黒潮付近の乱流顕熱・潜熱フラックスを渦相関法とバルク法で比較したところ、冬季の黒潮境界線付近では、渦相関法とバルク法の差のばらつきが大きい傾向にある。これは、黒潮境界線付近でバルク法ではとらえることのできないより変動の大きな乱流顕熱・潜熱フラックスが存在することを示唆している。

# 目次

要旨 .....	1
第 1 章 研究背景・目的 .....	3
1-1. 背景.....	3
1-2. 目的.....	5
第 2 章 使用データ .....	7
第 3 章 解析方法 .....	9
3-1. バルク法.....	9
3-2. 渦相関法.....	9
第 4 章 結果 .....	11
4-1. 渦相関法とバルク法の平均時間 .....	11
4-2. 1 事例での渦相関法とバルク法による乱流フラックス .....	12
4-3. 夏季と冬季の渦相関法・バルク法の差 .....	14
4-4. 地形による乱流フラックス変動の違い .....	17
4-5. 複数事例による黒潮上の乱流フラックス .....	19
第 5 章 考察とまとめ .....	25
謝辞 .....	26
参考文献 .....	27
付録 .....	29

## 第1章 研究背景・目的

### 1-1. 背景

中緯度の大気海洋相互作用に関する研究は、最近注目されている (e.g. Kwon *et al.*, 2010). これまで、熱帯の海洋と比べ、海面水温が低いことから、中緯域の海洋から大気への影響は少ないと考えられてきた。しかし、最近、中緯度の海洋が大気に影響を与えることが明らかになりつつある (e.g. 谷本・野中, 2007).

Nonaka and Xie (2003)では、人工衛星データから、暖水 (冷水)上では相対的に風速が強く (弱く)、水温と風速は時空間的に正相関の関係にあることを示した。仮に、風速変動が海面水温変動を生じさせるのであれば、風が強いことで海洋からより多くの熱が奪われて海面水温は低くなり、海面水温と風速は逆相関を持つはずである。つまり、彼らの研究は海面水温が風速に影響を与えることを強く示唆している。

中緯度海洋が大気に与える影響は、局所的なものだけではない。Takano *et al.* (2008)では、対馬暖流からの蒸発が日本海側の降雪に影響することを再解析データにより明らかにした。Minobe *et al.* (2008)では、北大西洋を流れるメキシコ湾流による大気への膨大な熱輸送によって、表面から対流圏上層まで広い範囲にわたって大気に影響を及ぼすことが数値モデルにより明らかになった (Fig. 1-1)。この研究は、世界で特に権威のある学術雑誌 *Nature* に掲載され、注目を浴びた。

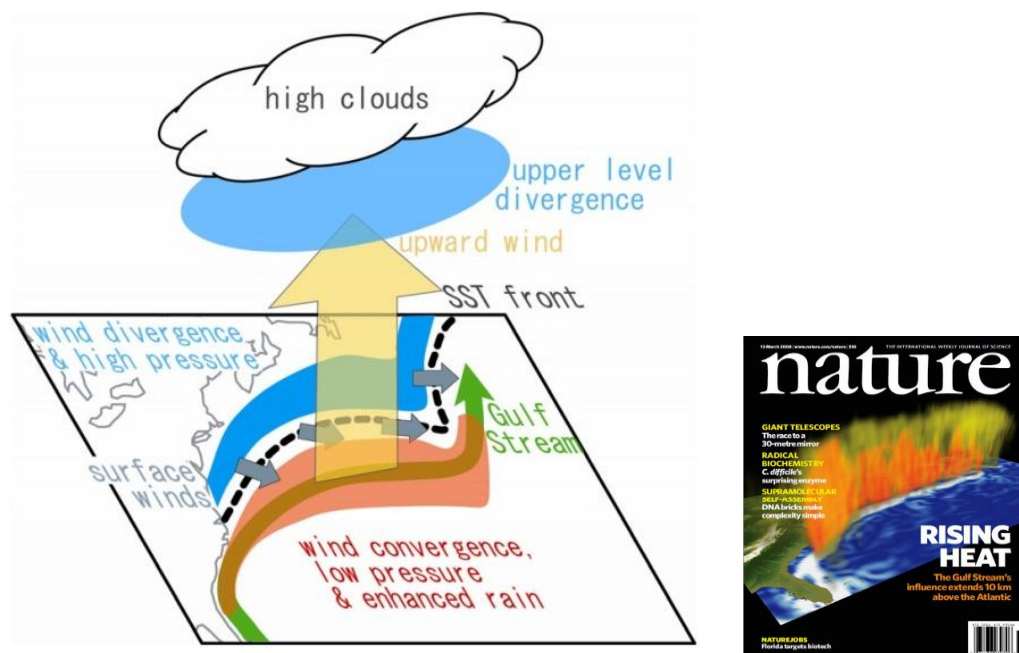


Fig. 1-1 メキシコ湾流が大気に及ぼす影響の概略図と *Nature* の表紙。Minobe *et al.* (2008)より引用。

また、黒潮など中緯度水温フロント付近の大気境界層の応答が、総観規模である低気圧の変化を通して、さらに大きい惑星規模の大気循環である北極振動 (Arctic Oscillation: AO)に影響することを数値モデルにより指摘している (Nakamura *et al.*, 2008).

黒潮・黒潮続流やメキシコ湾流などの水温フロント以外の海域でも海洋が大気に与える影響が明らかになりつつある。Yamamoto and Hirose (2011)では、冬の日本海の海面水温低下がオホーツク海上空の低気圧を強化し、日本海上での北西風の吹き出しを強化することを数値モデルにより示した (Fig. 1-2).

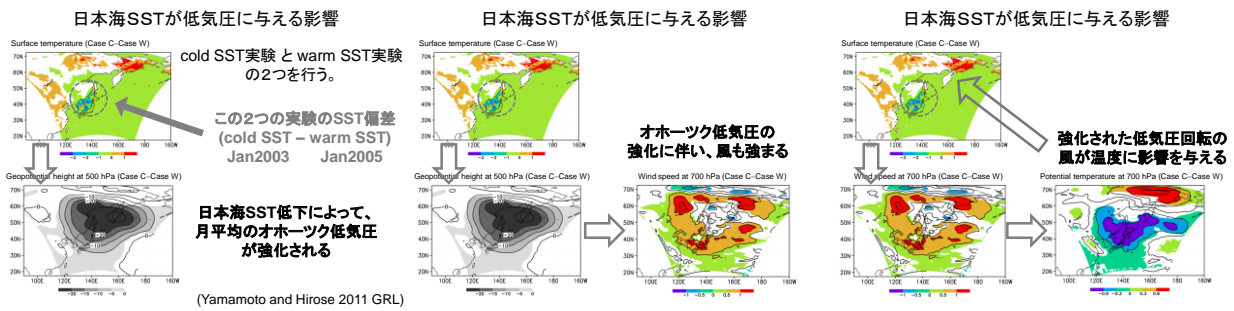


Fig. 1-2 日本海 SST 低下が大気に及ぼす影響 (九州大学応用力学研究所 山本 勝准教授 提供).

このような海洋から大気への影響は、海洋・大気間の熱や物質の乱流による輸送量である海面の乱流フラックスを通して行われる (e.g. Tanimoto *et al.*, 2003). したがって、乱流フラックスは、大気海洋相互作用の素過程であり (Fig. 1-3), これを正確に評価することは、中緯度域の海洋から大気への影響を考察する上で非常に重要である.

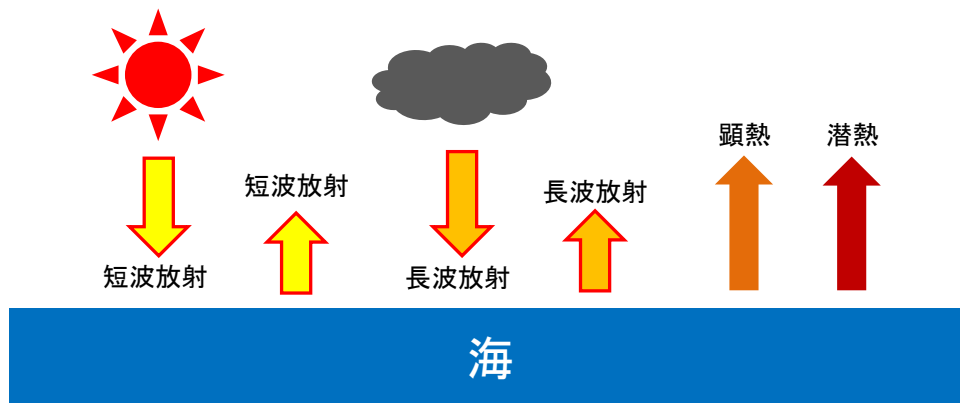


Fig. 1-3 海面における熱エネルギーの交換.

乱流フラックスを直接測定することは容易ではないため、間接推定であるバルク法が数値モデルを含め、広く用いられている。しかし、バルク法は、計算に使用するバルク係数の風速や安定度への依存性が研究者によって異なるなどの理由により、その信頼性は現在でも議論する余地が大きい (e.g. Blance 1985, 塚本ら 2001).

Bunker *et al.* (1982)は、地中海と紅海を対象として、実測した海洋の熱輸送量と、バルク法により求めた乱流熱フラックスを比較し、両者の間に1桁に近い大きな不一致があることを示した。また、台風時の乱流顕熱フラックスが間接推定であるバルク法と直接観測である渦相関法で比較したところ、渦相関法がバルク法の2倍ほど大きいことが明らかとなった (水島 2007).

以上のように、間接推定であるバルク法では、乱流フラックスを正確に評価できないことを示唆している。よって、間接推定ではなく、直接観測による乱流フラックスを用いた研究によって、より正確な大気海洋相互作用の仕組みを明らかにすることが可能である。特に、我々の住む日本は周りを海に囲まれているため、海洋が日本付近の気象に与える影響は大きい。この仕組みを明らかにすることで、防災・減災に役立つ気象予報精度の向上に貢献することができる。

ただし、海面の乱流フラックスを直接測定する機会はほとんどない。乱流フラックスを直接測定するためには、船舶に超音波風速計を設置する必要があるが、これが常設された船舶は国内に2隻しか存在

しない (2012年3月現在). 1隻は海洋研究開発機構海洋地球観測船「みらい」である. ただし, 全長約130m, 総トン数約8700tと非常に巨大であるため, 船自体が作る乱流による影響が大きく, 本来の風速変動を計測することが可能であるか疑問が残る. もう1隻が三重大学大学院生物資源学研究科附属練習船「勢水丸」である. これは, 全長約50m, 総トン数約320tと比較的小さいため, 船自体が作る乱流による影響は少ないと考えられる. 勢水丸は2009年1月にリニューアルした際に, 超音波風速計が常設された (Fig. 1-4). この観測データは現在に至るまでほぼ全期間存在する. よって, 本研究で使用する勢水丸の長期間にわたる超音波風速計データは非常に貴重なものである. このデータを解析することで, 大気海洋相互作用の素過程である乱流フラックスを直接計算することが可能である.



Fig. 1-4 2009年1月にリニューアルした「新」勢水丸. 海面から9mのフォアマストに超音波風速計が常設された. ある地方大学長顧問のつばやき (<http://www.mie-u.ac.jp/blog/2009/03/post-153.html>)より引用.

## 1-2. 目的

乱流フラックスを直接測定し, 詳細な大気海洋相互作用の素過程を明らかにする. 本研究では, そのための第一歩として, 渦相関法とバルク法で計算した乱流熱フラックスの違いに着目する. 違いができる原因を考察することで, バルク法の精度向上と共に, バルク法で分からなかった新たな大気海洋相互作用の仕組みも発見できる可能性がある.

初めに, データ数の多い三重県沿岸部の伊勢湾, 熊野灘に着目して解析を行った. 次に, 黒潮に着目した. 黒潮は, 熱帯海域で暖められた海水を中緯度域に輸送する亜熱帯循環の一部である (Fig. 1-5). この黒潮上では, 年間を通して海洋から大気に大量の熱輸送が行われる (e.g. Qiu *et al.*, 2004). したがって, 黒潮上の熱輸送, つまり乱流フラックスを正確に評価することは, 中緯度域の海洋から大気への影響を考察する上で非常に重要である.

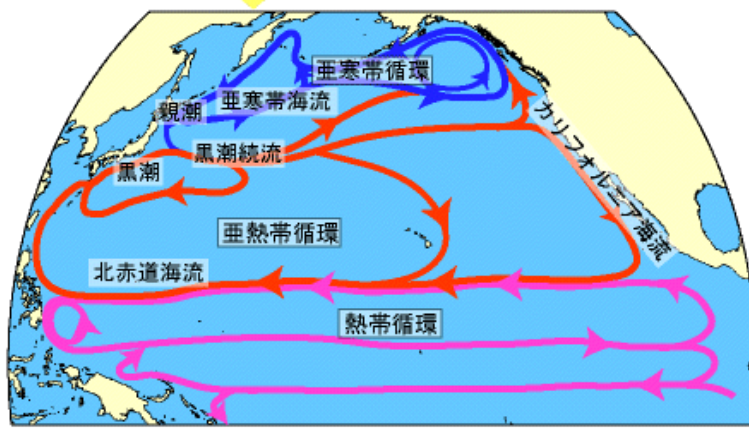


Fig. 1-5 黒潮の概略図. 気象庁「海洋表層の循環」  
<http://www.data.kishou.go.jp/db/obs/knowledge/circulation.html>より引用



## 第2章 使用データ

使用したデータは、3次元超音波風向風速温度計（ソニック DA-650, TR-61A 型プローブ）で観測された風速 (xyz 成分)[m/s]と気温（音仮温度）[°C]，オープンパス型赤外線 CO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O ガス分析計（LI-COR LI-7500A）で観測された水蒸気量 [mmol/m<sup>3</sup>]，ジャイロ計（KVR-400M）で記録された加速度 (xyz 成分)[G]，角速度 (xyz 成分)[°/s]である (Fig. 2-2, 2-3). これらは、0.05 秒間隔で記録されている。また、風車型風向風速計（小松製作所，W611-Z1）で観測された水平風速 [m/s]，温度計（小松製作所，KET-2）で観測された気温 [°C]，水温計（小松製作所，KET-4，水深 3m）で観測された海面水温 [°C]，温湿度計（VAISALA，HMP45A）で観測された相対湿度 [%]も使用した (Fig. 2-3, 2-4).



Fig. 2-2 ブリッジ（操舵室）から見た勢水丸のフォアマスト（海面から9m）。右側が風速計で、左側が超音波風速計である。著者撮影（2011年5月7日，松阪港にて）。



Fig. 2-3 勢水丸に常設された自動気象観測装置。著者撮影（2011年5月7日，松阪港にて）。



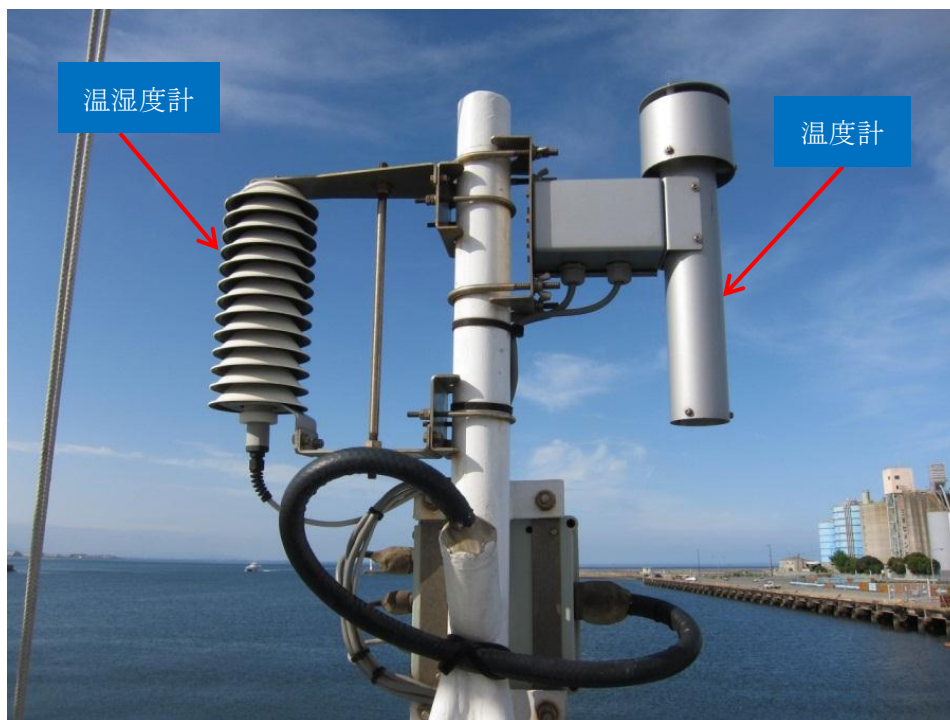


Fig. 2-4 勢水丸のブリッジ上部 (海面から9m)に常設された自動気象観測装置. 著者撮影 (2011年5月7日, 松阪港にて).

### 第3章 解析方法

今回使用した乱流フラックスの計算方法はバルク法と渦相関法の2種類である。

#### 3-1. バルク法

これは、平均風速・海面水温・気温・相対湿度から推定するため、間接的な方法ではあるが、比較的容易に観測・計算することができる。したがって、乱流フラックスを推定する方法として数値モデルを含め、広く用いられている。しかし、計算に使用するバルク係数の風速や安定度への依存性が研究者によって異なるなどの理由により、その信頼性は現在でも議論する余地が大きい (e.g. 塚本ら 2001)。

乱流顕熱フラックス [ $W/m^2$ ]

$$Q_H = \rho C_p C_H U (T_0 - T)$$

乱流潜熱フラックス [ $W/m^2$ ]

$$Q_E = \rho L_E C_E U (q_0 - q)$$

$\rho$ : 空気密度 [ $kg/m^3$ ],  $C_p$ : 定圧比熱 [ $J/K \cdot kg$ ],  $L_E$ : 蒸発の潜熱 [ $J/kg$ ],  $C_H$ : バルク係数 (顕熱),  $C_E$ : バルク係数 (潜熱),  $U$ : 風速 [ $m/s$ ],  $T_0$ : 海面水温 [ $deg.C$ ],  $T$ : 海上気温 [ $deg.C$ ],  $q_0$ : 海面水温における飽和比湿 [ $g/kg$ ],  $q$ : 比湿 [ $g/kg$ ]

#### 3-2. 渦相関法

もう1つの方法が、渦相関法と呼ばれる乱流フラックスを直接測定する唯一の方法である。これは、風速・気温・水蒸気量の変動成分から計算するものだが、非常に短い時間での変動を計測する必要があるため、容易に観測・計算することができない。しかし、勢水丸に常設されている超音波風速計は0.05秒間隔 (20Hz)で変動成分を計測することができるため、乱流フラックスを直接とらえることが可能である。

乱流顕熱フラックス [ $W/m^2$ ]

$$Q_H = \rho C_p \overline{w'T'}$$

乱流潜熱フラックス [ $W/m^2$ ]

$$Q_E = \rho L_E \overline{w'q'} = L_E \overline{w'\rho'_v}$$

$\rho$ : 空気密度 [ $kg/m^3$ ],  $C_p$ : 定圧比熱 [ $J/K \cdot kg$ ],  $L_E$ : 蒸発の潜熱 [ $J/kg$ ],  $w'$ : 鉛直風の変動成分 [ $m/s$ ],  $T'$ : 気温の変動成分 [ $deg.C$ ],  $q'$ : 比湿の変動成分 [ $g/kg$ ],  $\rho'_v$ : 水蒸気濃度の変動成分 [ $g/m^3$ ]

渦相関法で計算した乱流フラックスは直接測定したものであるため、これを真値とし、間接推定であるバルク法で計算したものと比較した。バルク法は、風が弱い場合に適合性がよい COARE3.0 バルクモデル (Fairall *et al.* 2003)を使用した。このモデルは、現状では、世界で最もよく使われ、最も信頼されていると考えられる (Curry *et al.*, 2004)。

超音波風速計での観測は船が動揺することにより「見かけ」の風速が発生する。また、船体の影響を受け、境界層が屈折する。そのため、これらをノイズとして取り除く必要がある。これらをノイズとして取り除くため、塚本ら (2001)と Kondo and Tsukamoto (2007)の手法を用いて補正した (船体動揺補正と

吹き上げ角補正のみ, 詳細は付録).

$$U_{true} = T(U_{obs} - U_a)$$

$U_{true}$ : 補正後の風速,  $U_{obs}$ : 観測された風速,  $U_a$ : 「見かけ」の風速,  $T$ : 傾斜補正行列

船体の動揺により超音波風速計で観測された鉛直風成分に船体の揺れ周期成分が含まれる. 船体動揺補正を行うことで, この揺れ周期成分を取り除くことができる. これは鉛直風のパワースペクトルを見れば良い. 生データと船体動揺補正後の鉛直風のスペクトル解析を行った (Fig. 3-1).

さらに, 30分以上停泊時のデータを除去した. これは, 船上での超音波風速計を用いた乱流フラックス観測の場合, 一定時間以上相対風向が船首方向からの風でないとデータ品質が低下することが知られているからである. また, 5000 [W/m<sup>2</sup>]など明らかに異常値と思われる値を取り除いた.

以上の作業により, ある程度船上での観測で発生するノイズを取り除くことができたと考えられる.

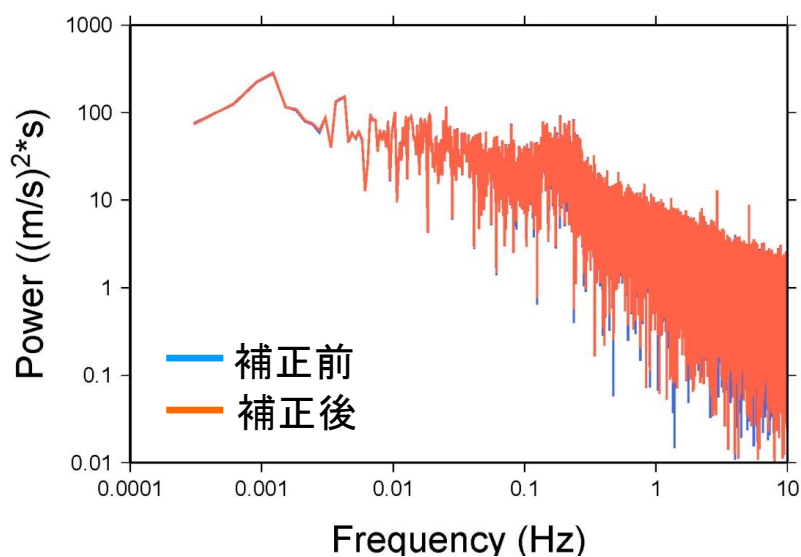


Fig. 3-1 超音波風速計で観測された鉛直風 (青)と船体動揺補正を行った後の鉛直風のパワースペクトル (約 54 分 40 秒間). 0.1Hz 付近に船の揺れ周期と考えられるピークが存在する.

## 第4章 結果

まず、乱流フラックスについて、渦相関法とバルク法との差を評価するため、例として2010年4月5日～4月9日に伊勢湾から紀伊半島沖の黒潮上、熊野灘を航行した1001航海を解析対象とした (Fig. 4-1). このうち、7日6時～8日8時までは勝浦港で停泊したため、解析対象から除外した。5日14時～7日5時を期間Ⅰ、8日9時～9日9時を期間Ⅱとして解析を行った。

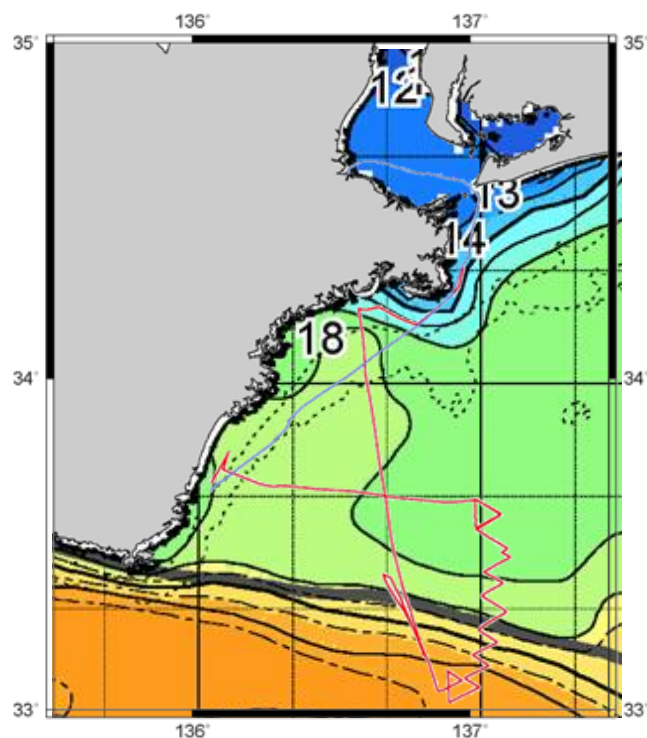


Fig. 4-1 1001航海の航路. 赤線が期間Ⅰ, 青線が期間Ⅱである. 色は, 4月6日の海面水温分布である. 三重県水産研究所 関東・東海海況速報より引用.

### 4-1. 渦相関法とバルク法の平均時間

初めに、どの平均時間が渦相関法とバルク法で相関係数が大きいかを調べた。この結果、期間Ⅰ、Ⅱともに1分平均値を10分移動平均した渦相関法と10分平均のバルク法が最も相関が高かった (Fig. 4-2). これは、バルク法に比べ、渦相関法はばらつきが大きくなる傾向があるが、10分移動平均によって平滑化され、バルク法で計算した結果のようにばらつきが小さい乱流フラックス変動になるためと考えられる。しかし、バルク法と相関が最も高いからといって、1分平均の渦相関法と10分平均のバルク法を比較することは時間スケールの異なる乱流フラックスを比較することになり、妥当とは考えにくい。したがって、相関は高くなくても10分平均の渦相関法と10分平均のバルク法で比較することが妥当である。本研究では、バルク法は2分間隔で記録された観測値を10分平均した値で計算、渦相関法は、0.05秒毎で記録された観測値を10分平均値からの変動成分で計算を行った。

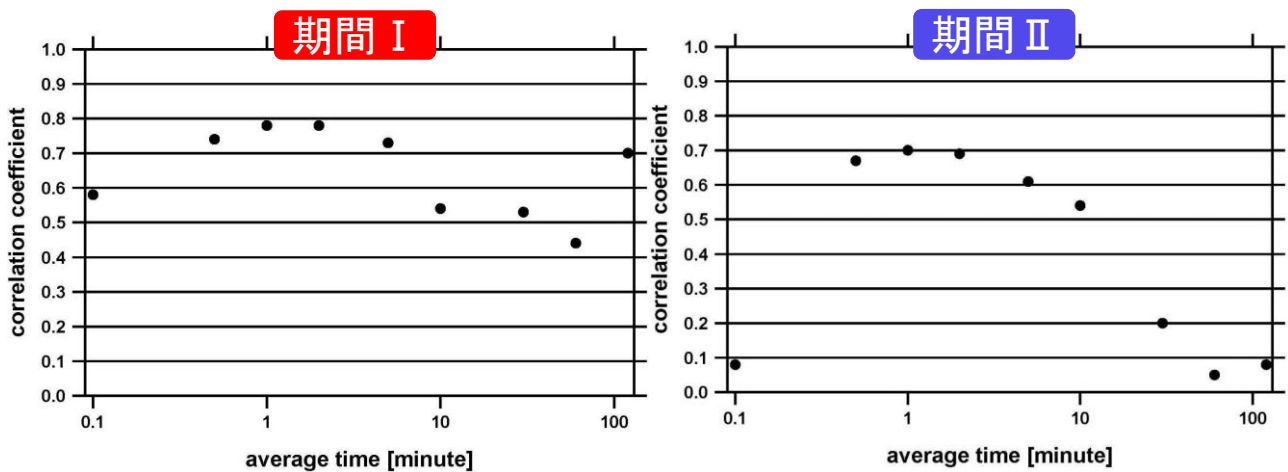


Fig. 4-2 渦相関法で計算した乱流顕熱フラックスとバルク法で計算した乱流顕熱フラックスとの相関。横軸は、渦相関法の平均時間で、縦軸は相関係数である。

#### 4-2. 1 事例での渦相関法とバルク法による乱流フラックス

Fig. 4-3 は期間 I の乱流顕熱フラックスの時系列である。渦相関法とバルク法との変動はよく似ており、相関係数は 0.62 であった。しかし、全体的に渦相関法の方がバルク法より値が高い。

また、黒潮北側 (Fig. 4-3 のオレンジ色で囲った部分) では、乱流顕熱フラックスが負の側への大きなピークが 2 カ所存在する。最初のピークでは、渦相関法では負の側のピークがあるが、値は正のままである。一方、バルク法では大きく負のピークとなっている。2 つ目のピークでは、渦相関法、バルク法とも大きく負のピークが存在する。

なぜこのような違いができるのかを考察する。まず、2 つ目の負のピークでは、(海面水温 - 海上気温) の差が  $-1^{\circ}\text{C}$  前後であるため、大気は相対的にやや安定である。このときの風速は  $9\text{m/s}$  近くと相対的に大きいため、これにより乱流が発生し、乱流顕熱フラックスのピークができたと考えられる (Fig. 4-4)。一方、1 つ目のピークでは、(海面水温 - 海上気温) の差が  $-3^{\circ}\text{C}$  近くと大気は相対的により安定である。また、風速も  $5\text{m/s}$  前後と相対的に小さいため、乱流の発生は少なく、乱流顕熱フラックスのピークは小さいと考えられる。しかし、バルク法の場合、(海面水温 - 海上気温) の差があれば、大気が安定でも不安定でも同程度の乱流フラックスを算出してしまう。実際のバルク法では、大気の安定度も考慮しているが、この結果からまだ不十分であることを示唆している。

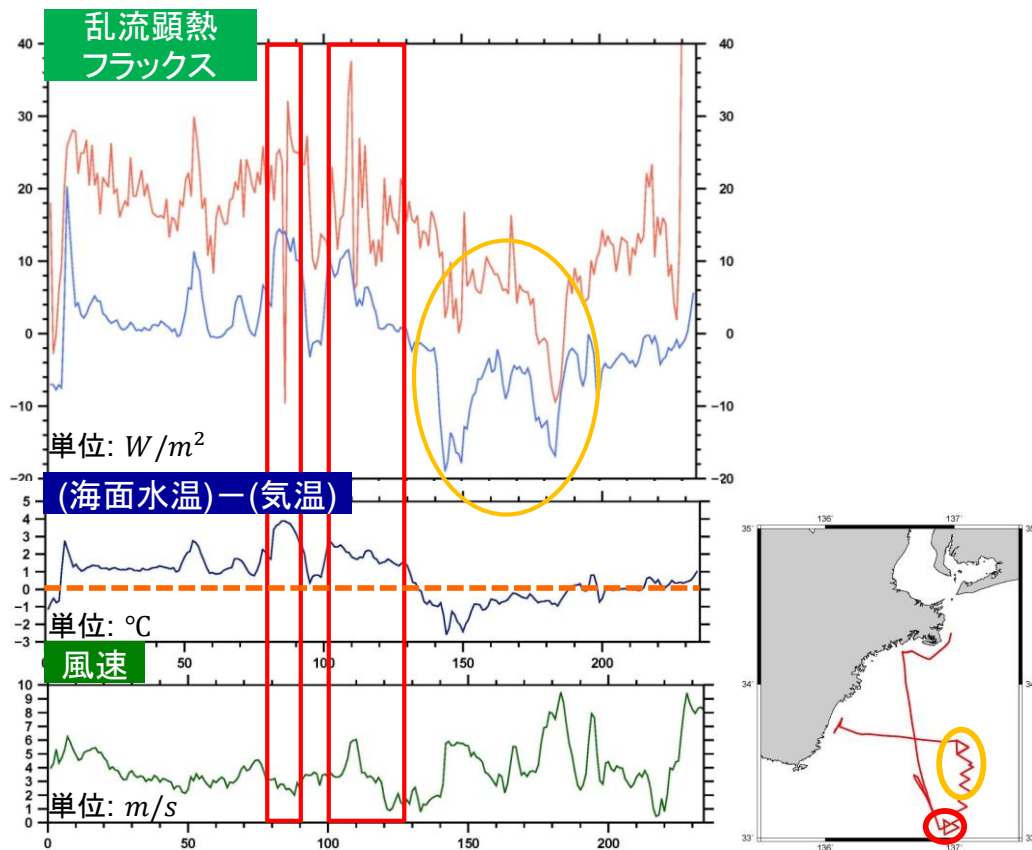


Fig. 4-3 期間 I の乱流顕熱フラックス・海面水温-気温・風速の時系列. 赤線で囲った時刻は黒潮上で、オレンジ色で囲った時刻は黒潮北側で、それぞれ右図の航路に対応する。

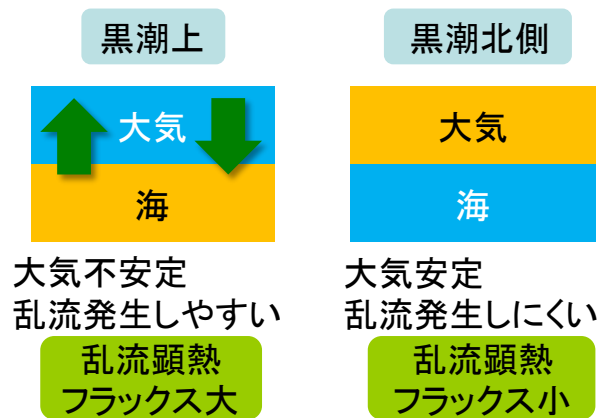


Fig. 4-4 黒潮上と黒潮北側での乱流フラックス変動の原因。

Fig. 4-5 より期間 II でも、渦相関法とバルク法との変動はよく似ており、相関係数は 0.68 であった。この期間は、(海面水温-海上気温)の差が正の箇所とほぼ 0 の箇所に分けることができる。前者の箇所では、渦相関法とバルク法との値は近い。しかし、後者の箇所ではバルク法が渦相関法より負に過大算出している。この原因も前述のように、(海面水温-海上気温)の差が 0 であれば、バルク法の場合、(海面水温-海上気温)の差があれば、大気が安定でも不安定でも同程度の乱流フラックスを算出してしまう。以上の解析より、大気の安定度が渦相関法とバルク法の差に関係していることが示唆された。



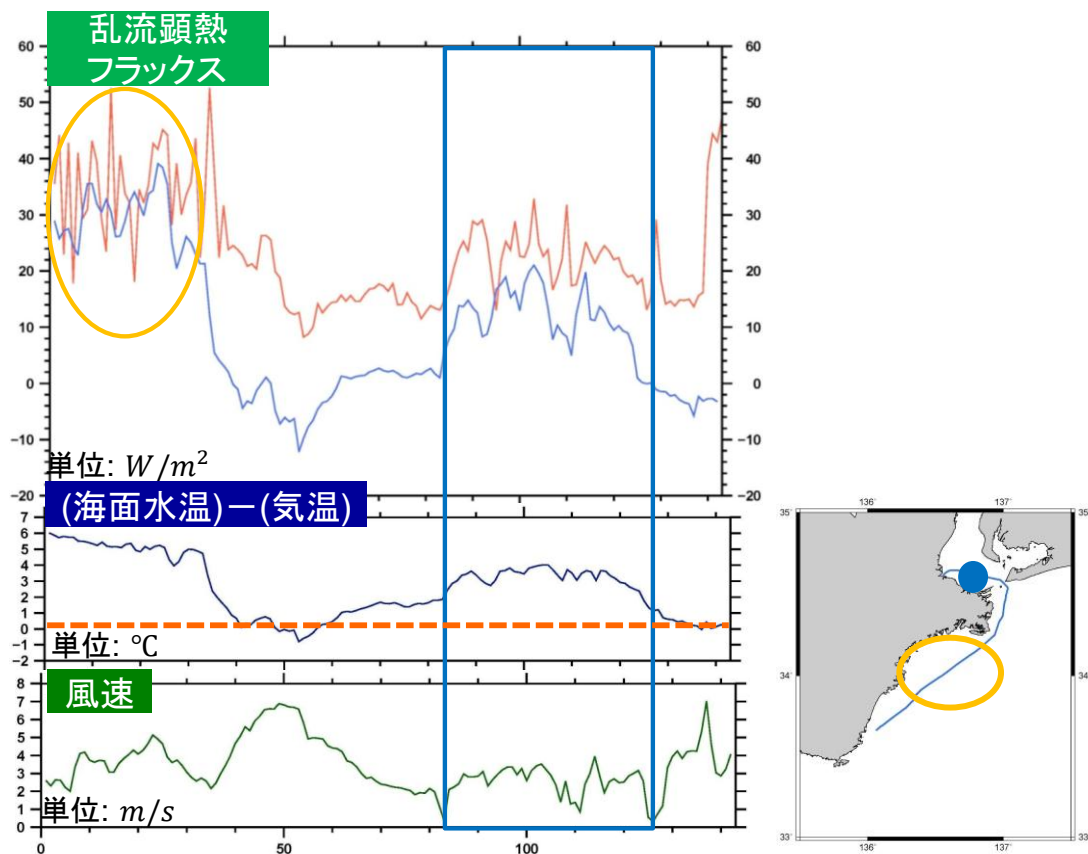


Fig. 4-5 期間Ⅱの乱流顕熱フラックス・(海面水温-気温)・風速の時系列。オレンジ線で囲った時刻は熊野灘上、青線で囲った時刻は伊勢湾で停泊中で、それぞれ右図の航路に対応する。

#### 4-3. 夏季と冬季の渦相関法・バルク法の差

次に季節により渦相関法とバルク法の差がどのように変化するかを調べた。夏季は大気は海洋より温度が高いため、大気が安定であり、冬季は海洋が大気より温度が高いため、大気が不安定である。したがって、大気の安定度が大きく影響すると思われる。解析対象は、2010年8月11日10:00～8月11日20:00と2011年3月10日06:00～3月10日16:00に熊野灘のほぼ同じ航路を航行した10時間で、この期間の平均風速はほぼ同じであるため、大気の安定度のみが大きく異なる事例である。

##### (1) 大気が不安定な場合 (3月)

変動はよく似ており、値も近いが、ピークするとき渦相関法は、バルク法より大きな値を示している (Fig. 4-6)。この大きな値を示している箇所は、風速も相対的に大きくなっている箇所である。よって、渦相関法はバルク法に比べ、風による乱流が輸送する乱流顕熱フラックスを敏感にとらえている可能性が示唆される。

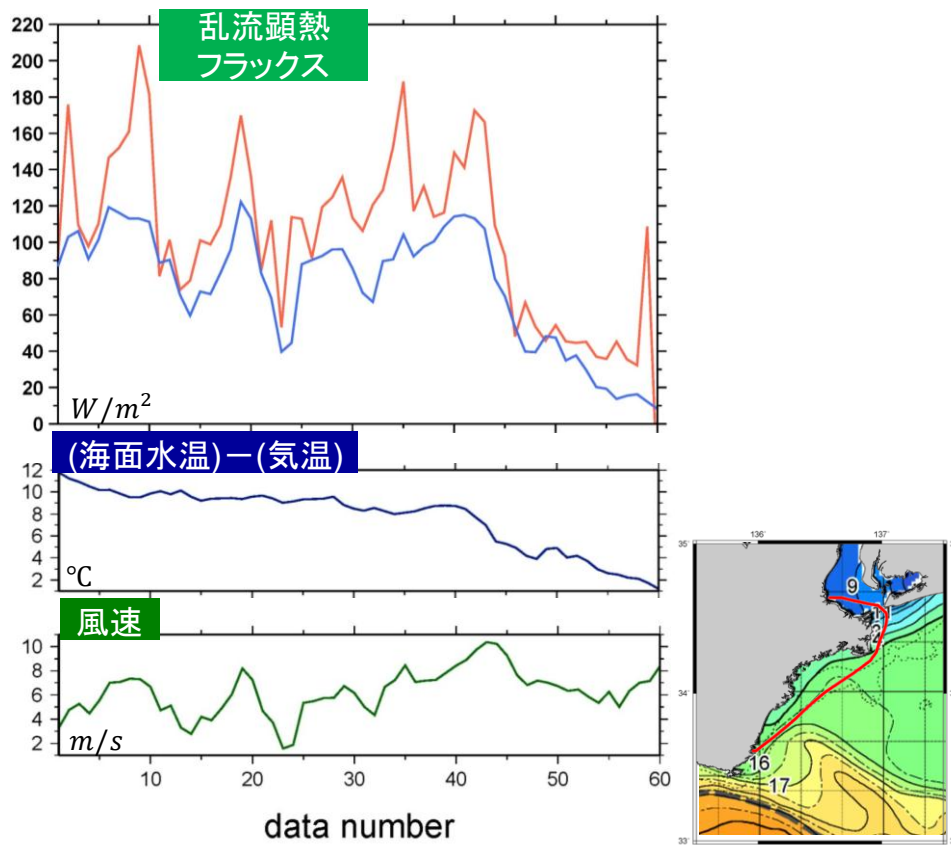


Fig. 4-6 大気が不安定なときの乱流顕熱フラックスの時系列. 赤線が渦相関法, 青線がバルク法である.

## (2) 大気が安定な場合 (8月)

変動は大まかには似ている. しかし, 渦相関法ではほぼ正の値であるのに対し, バルク法では負の値をとっている (Fig. 4-7). なぜ, このように符号が異なる計算結果を出してしまうのかを Fig. 4-8 で考察する.

まず, 大気との熱や物質の輸送量に直接影響するのは大気と接する海面の温度 (表皮温度) である. 8月には太陽からの短波放射量が多いため, 海面は特に暖められやすい. しかし, 勢水丸の海面水温センサは水深 3m である. したがって, バルク法では実際より低い海面水温で乱流フラックスを計算している可能性が高い. では, 逆に海面水温が何°C 上昇すれば渦相関法と同じ値になるかを計算した. その結果, +2.5°C で渦相関法とほぼ同じ乱流顕熱フラックスになった (Fig. 4-9). 水深 3m の水温と表皮温度の差が 2.5°C であることが現実的であるかについて, Fairall *et al.* (1996) によると, 最大 +3.8°C であることがモデルにより明らかとなった. したがって, 水深 3m の水温と表皮温度の差が 2.5°C であることは, 現実的である可能性が高い. したがって, 大気が安定な夏季にバルク法での乱流フラックスが負に過大評価される原因は, 表皮温度が通常より高くなっていることであることが示唆された. 今後, この仮説を検証するため, 中緯度海洋の夏季の表皮温度と水深数 m の水温を実測する必要がある.

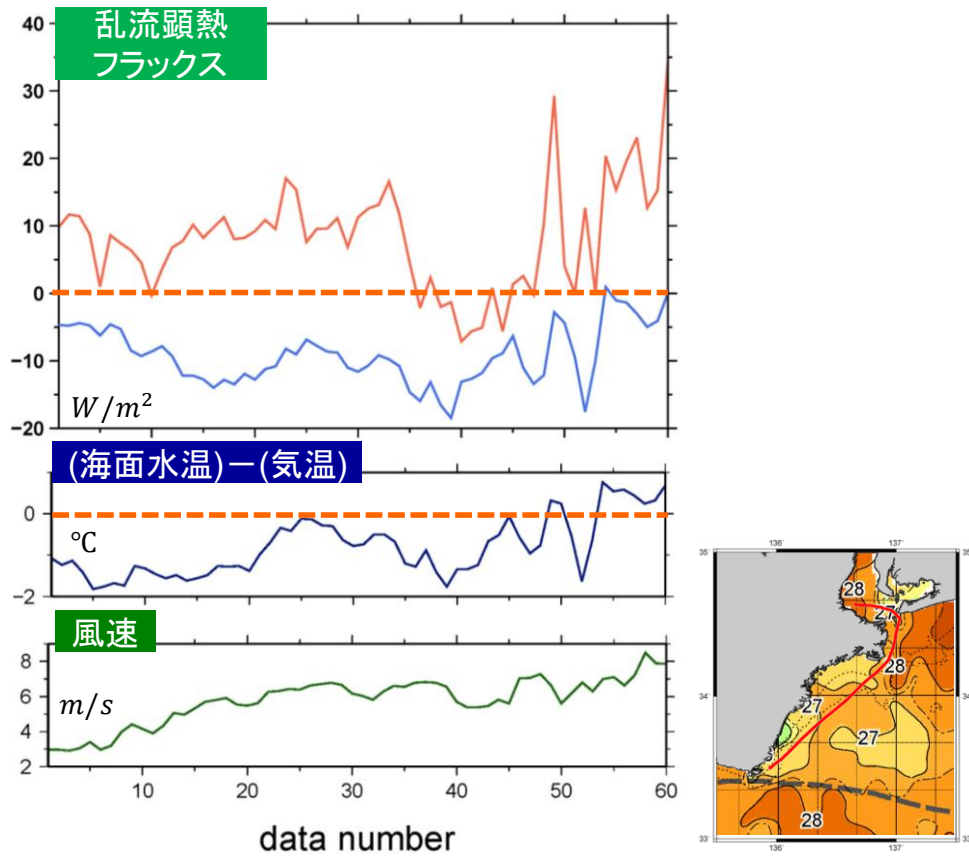


Fig. 4-7 大気が安定なときの乱流顕熱フラックスの時系列. 赤線が渦相関法, 青線がバルク法である.

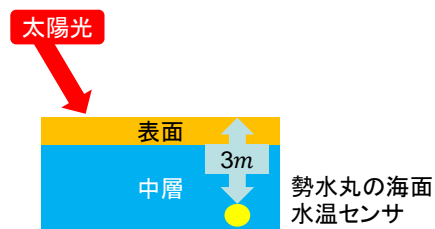


Fig. 4-8 表皮温度と勢水丸の海面水温センサの概略図.

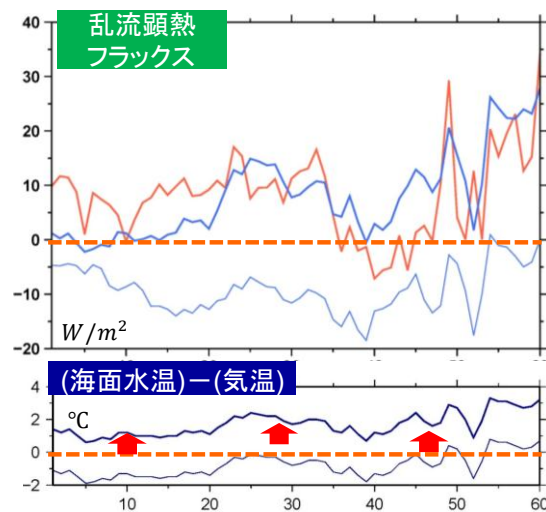


Fig. 4-9 海面水温を+2.5 $^{\circ}C$ したときのバルク法での乱流顕熱フラックス (青太線).

#### 4-4. 地形による乱流フラックス変動の違い

以上のように、大気が不安定な場合は、渦相関法とバルク法での違いは大きくない。そこで、大気が不安定な複数の事例を取り出した。季節や場所に共通する乱流フラックス変動があるかを調べるため、熊野灘でほぼ同じ航路を航行した1月2事例、3月2事例をそれぞれ平均した、渦相関法による乱流フラックスを航路に沿ってプロットした。

##### (1) 1月の事例

Fig. 4-10 より、伊勢湾と尾鷲～熊野沖の熊野灘で相対的に乱流顕熱フラックスの値が小さい。まず、伊勢湾では、風速は他の場所とほとんど同じである。しかし、海面水温と気温の値が小さい。特に、海面水温の減少率が大きい。したがって、伊勢湾で乱流顕熱フラックスの値が小さい原因は、海面水温の低下であることを示唆している。伊勢湾は表面積  $1738\text{km}^2$  の割に平均水深  $19.5\text{m}$  と浅く平らであることに加え、湾口が狭く、外海との海水交換が行われにくい閉鎖性海域である。よって、冬季には冷たい大気によって海面も冷やされやすい。それによって、さらに海上の大気が冷やされ、結果として伊勢湾では、海面水温、気温とも低くなっている可能性がある。なお、平均した2事例は、時刻が夕方から深夜と朝から夕方の2種類であるため、乱流フラックスの時間変化は平均化によって消去される。

一方、熊野灘では、海面水温、気温とも他の場所とほとんど同じである。しかし、風速は小さい。よって、熊野灘で乱流顕熱フラックスが小さい原因は、風速が小さいことであることを示唆している。このときの風向は、大まかには北西風である。冬季には、大陸側から北西の季節風が吹く。乱流顕熱フラックスの値が小さい海域の北西側には、標高  $1500\text{m}$  を越える大台ヶ原や紀伊半島で最も高い八経ヶ岳 ( $1915\text{m}$ ) などの山々がそびえ立つ。よって、高い山々に北西側からの風を遮られ、この辺りだけ弱風域になっている可能性がある。

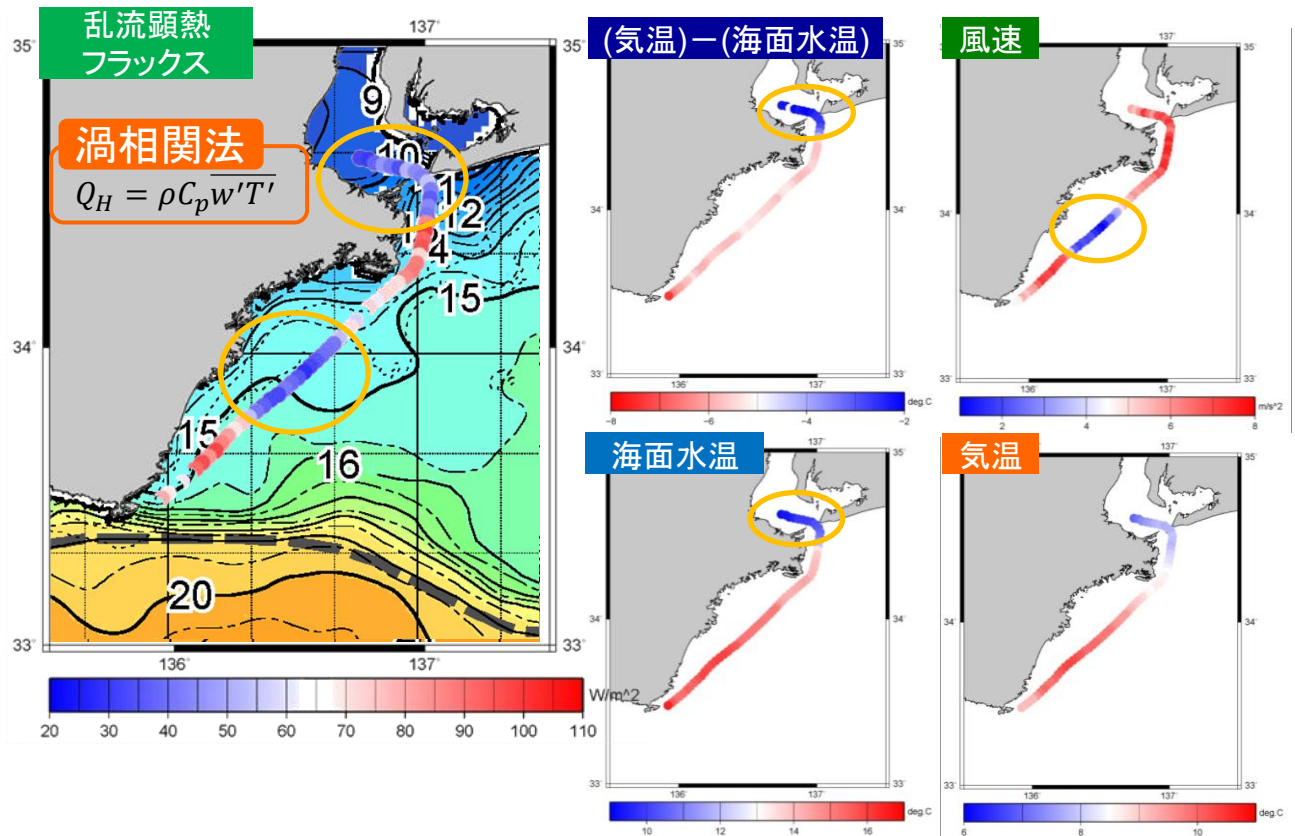


Fig.4-10 1月2事例を平均した乱流顕熱フラックス (10分平均)

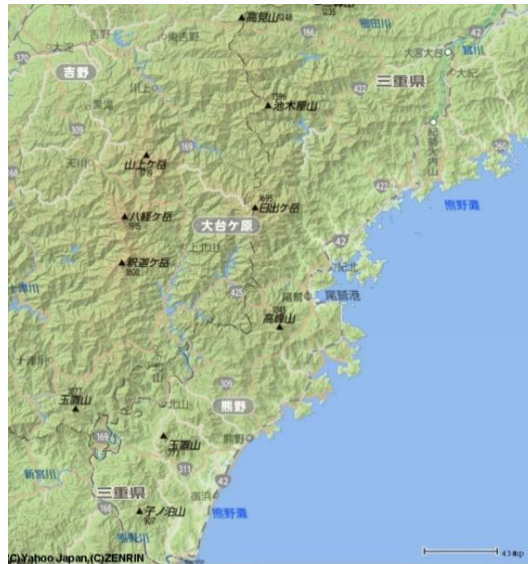


Fig. 大台ヶ原の地図. Yahoo!ロコ (<http://maps.loco.yahoo.co.jp/>)より引用

(2) 3月の事例

Fig. 4-11 より, 1月同様, 伊勢湾と熊野灘で乱流顕熱フラックスの値が小さくなっている海域がある. まず, 伊勢湾では, 気温は周りとほとんど同じだが, 海面水温だけが低くなっている. これは, 1月と比べ, 大気が暖められやすくなっており, 大気と比べ暖まりにくい海面水温だけが低下したままになっている.



また、熊野灘でも1月同様、弱風域が存在する。しかし、季節風が弱まることから、1月のようにはっきりした弱風域は見られない。

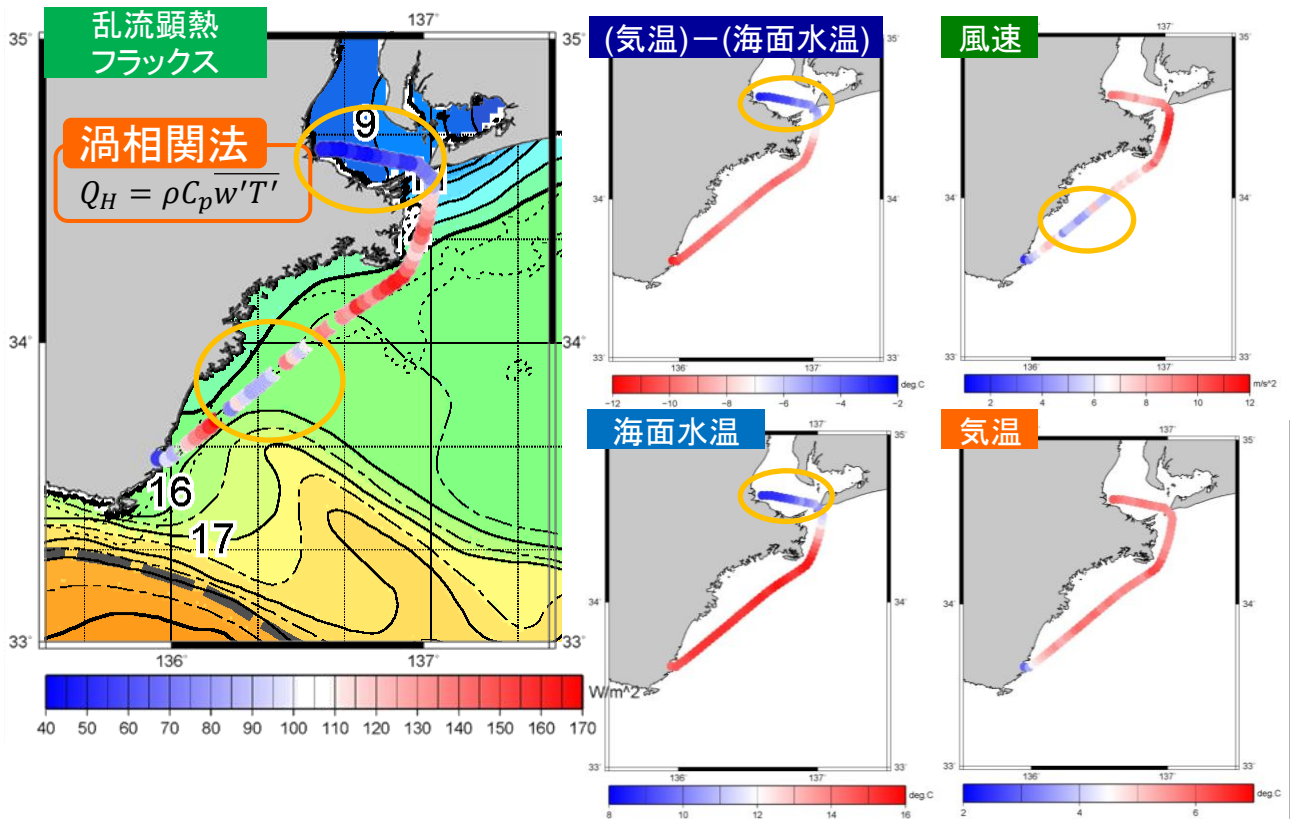


Fig. 4-11 3月2事例を平均した乱流顕熱フラックス (10分平均)

#### 4-5. 複数事例による黒潮上の乱流フラックス

黒潮上の乱流フラックスを評価するため、紀伊半島沖、伊豆半島沖、東シナ海上の黒潮を横断した2010～2011年4, 5, 6, 11, 12月の5事例について解析を行った (Fig. 4-12).

黒潮からの距離によって乱流フラックスがどう変化するかを見るため、渦相関法とバルク法を用いて計算した乱流顕熱・潜熱フラックスと SST フロント (黒潮北側の境界線)からの距離の関係をそれぞれプロットした。SST フロントの位置は季節変動するため、事例ごとに設定した (Fig. 4-13)。さらに、事例ごとに回帰直線と相関係数を求めた。



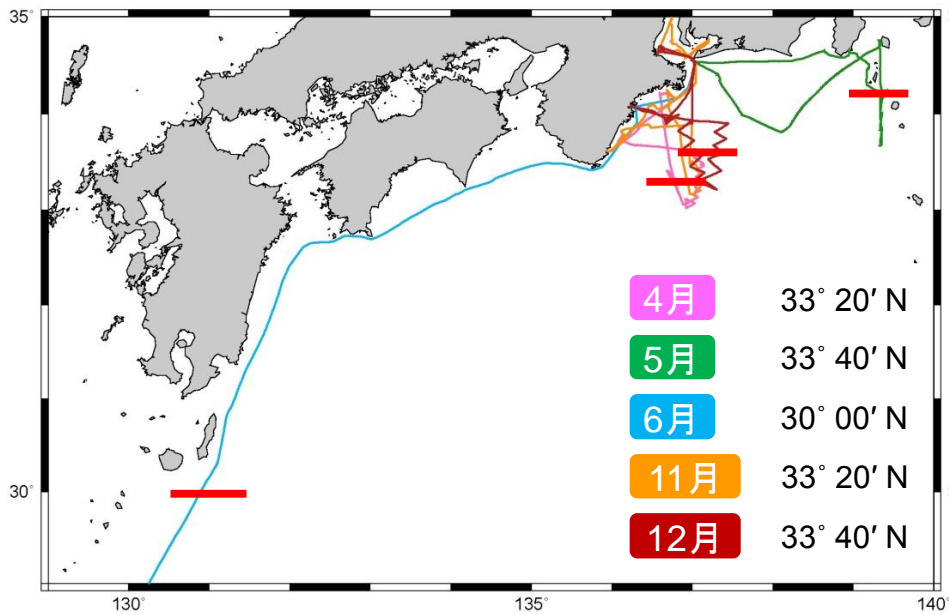


Fig. 4-12 解析対象の航路. 4月 (ピンク), 5月 (緑), 6月 (青), 11月 (オレンジ), 12月 (茶)である. 赤線は SST フロントの位置で右下の数字は, 事例ごとに設定した SST フロントの緯度.



Fig. 4-13 本研究で定義した SST フロントの概略図.

#### (1) 乱流顕熱フラックス

Fig. 4-14 より, SST フロントの北側より南側の方が全体的に乱流顕熱フラックスが高いことが分かる. また, Fig. 4-15 から, 冬季に回帰直線の右下がりの傾きが急になっている. これは, 黒潮上で黒潮北側と比べ, より多くの顕熱が輸送されていることを示す. 一方, 4, 5月には黒潮上より黒潮北側の方が乱流顕熱フラックスが高いことが分かる. これは, SST フロントの温度のコントラストが冬季ほど大きくないことと, 海面水温の空間変化だけでなく, 同じ場所であっても乱流顕熱フラックスの夜間に値が低く, 日中に値が高くなるという時間変化が含まれている可能性が高いことが原因と考えられる.

渦相関法とバルク法で比較すると, どの事例も渦相関法の方が回帰直線の傾きが急である. したがって, バルク法は渦相関法ほど黒潮上と黒潮北側での乱流フラックスの値の差をとらえることができていない. また, 渦相関法はバルク法より相関係数が低い.

Fig. 4-16 から, 渦相関法とバルク法との差のばらつきは, 11・12月といった冬に大きい. さらに, このばらつきは, SST フロント付近でより大きいようにも見える. これは, 冬ほど大気が不安定であるこ

とと、SSTフロント付近は、温度傾度があり不安定であることによって、多くの乱流が発生し、バルク法ではとらえられない乱流顕熱フラックスが存在した可能性がある (Fig. 4-20).

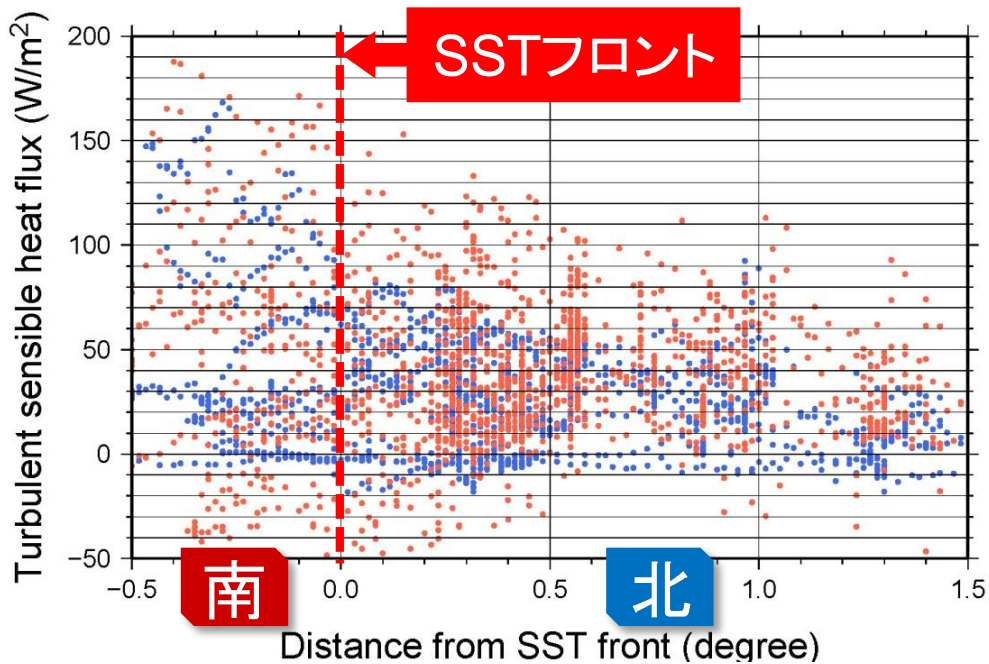


Fig. 4-14 図2 対象期間での乱流顕熱フラックスと SST フロントからの距離の関係. 赤が渦相関法, 青がバルク法で計算したものである. 縦軸は, 乱流顕熱フラックスで上向きを正とした. 横軸は, SST フロントからの距離(°)で, 正が北である. また, 航海ごとに設定した SST フロントの緯度を 0°とした.

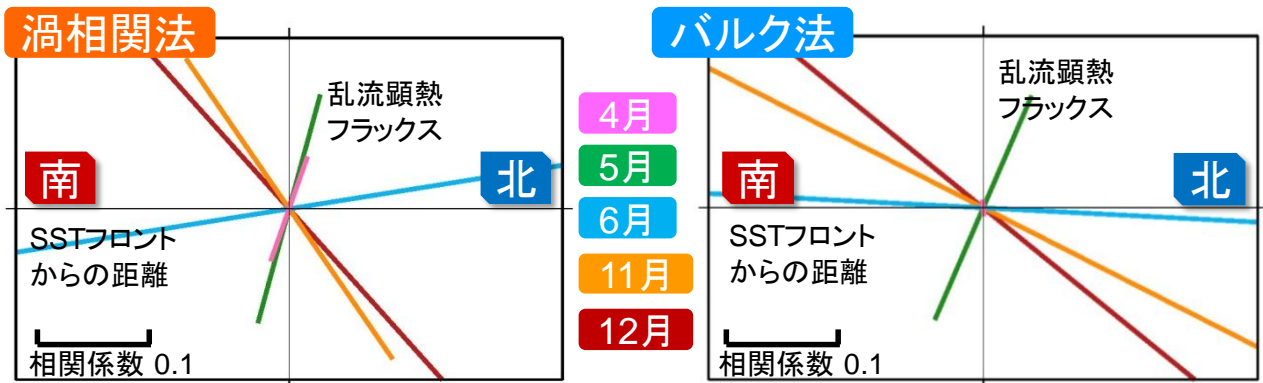


Fig. 4-15 Fig. 4-14 の事例ごとの回帰直線. 右下がりの傾きが急なほど, 黒潮上と黒潮北側での乱流顕熱フラックス差が大きい. 直線の長さは相関係数であり, 長いほど相関が高い. 4月 (ピンク), 5月 (緑), 6月 (青), 11月 (オレンジ), 12月 (茶)である.

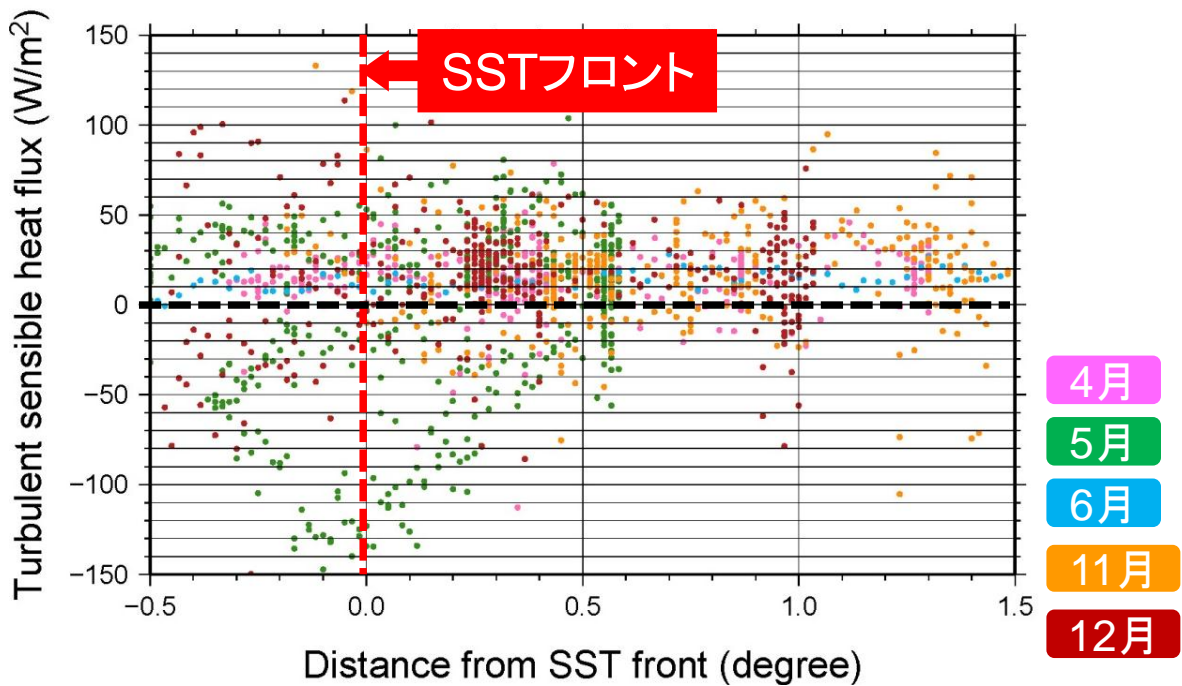


Fig. 4-16 対象期間での乱流顕熱フラックスの渦相関法で計算したものとバルク法で計算したものの差。4月 (ピンク), 5月 (緑), 6月 (青), 11月 (オレンジ), 12月 (茶)である。

## (2) 乱流潜熱フラックス

Fig. 4-17 より, SST フロントの北側より南側の方が全体的に乱流潜熱フラックスが高いことが分かる。また, 事例ごとの回帰直線と相関係数の図 (Fig. 4-18)から, 冬季ほど回帰直線の傾きが急になっている。これは, 黒潮上と黒潮北側での乱流フラックスの値の差が大きいことを示す。

渦相関法とバルク法で比較すると, どの事例も渦相関法の方が回帰直線の傾きが急である。したがって, バルク法は渦相関法ほど黒潮上と黒潮北側での乱流フラックスの値の差をとらえることができていない。また, 渦相関法はバルク法より相関係数が低い。

Fig. 4-19 から, 渦相関法とバルク法との差は, SST フロント付近で様々な値をとっている。これは, SST フロント付近で渦相関法がより乱流潜熱フラックス変動が大きいことを示している。

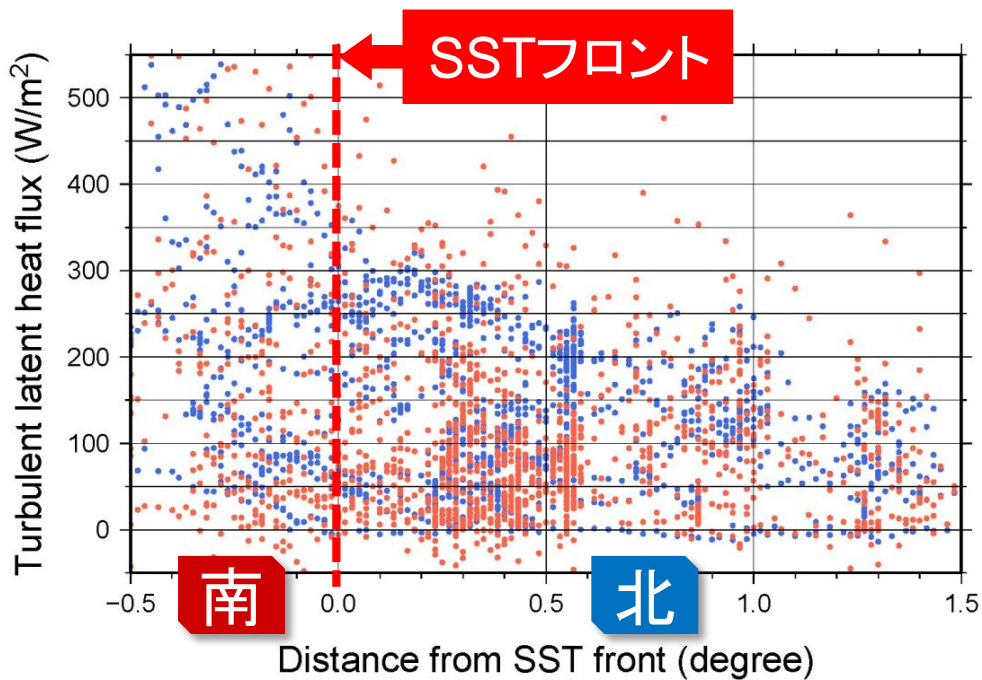


Fig. 4-17 乱流潜熱フラックスと SST フロントからの距離の関係. 赤が渦相関法, 青がバルク法で計算したものである. 横軸は, 乱流潜熱フラックスで上向きを正とした. 縦軸は, SST フロントからの距離 (°) で, 正が北である. また, 航海ごとに設定した SST フロントの緯度を 0° とした.

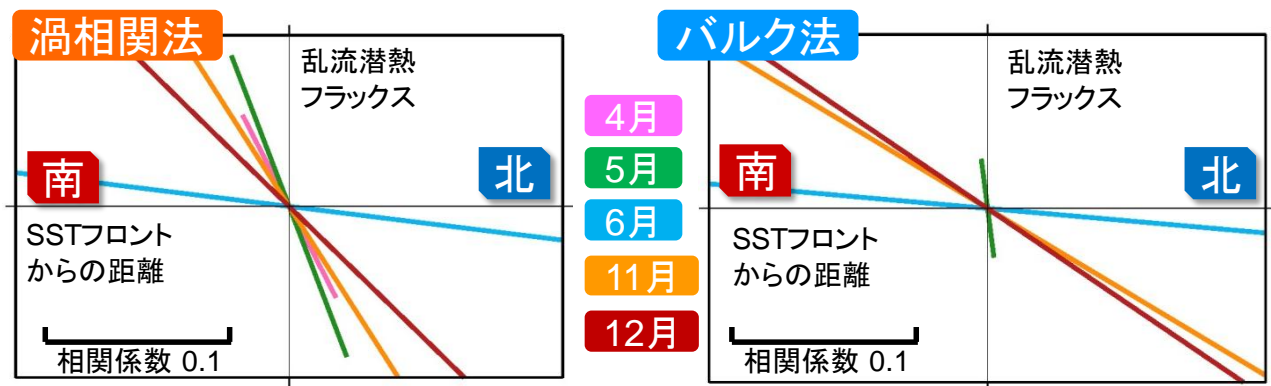


Fig. 4-18 Fig. 4-17 の事例ごとの回帰直線. 右下がりの傾きが急なほど, 黒潮上と黒潮北側での乱流潜熱フラックス差が大きい. 直線の長さは相関係数であり, 長いほど相関が高い. 4 月 (ピンク), 5 月 (緑), 6 月 (青), 11 月 (オレンジ), 12 月 (茶) である.

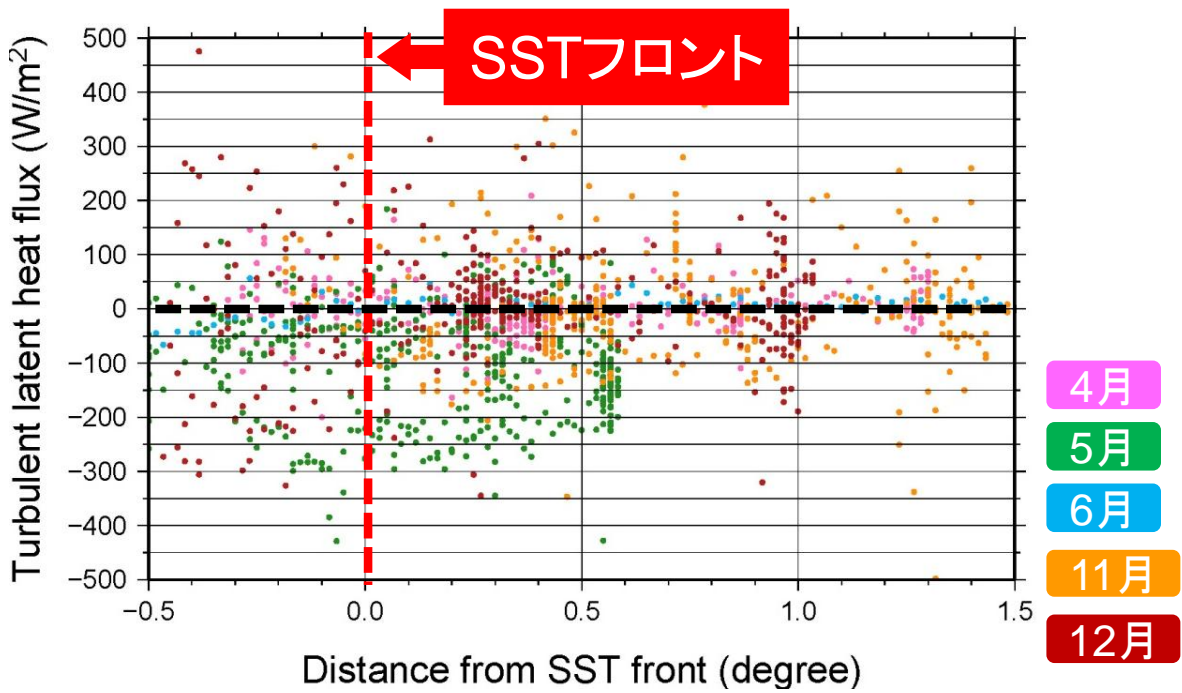


Fig. 4-19 対象期間での乱流潜熱フラックスの渦相関法で計算したものとバルク法で計算したものとの差。4月 (ピンク), 5月 (緑), 6月 (青), 11月 (オレンジ), 12月 (茶)である。

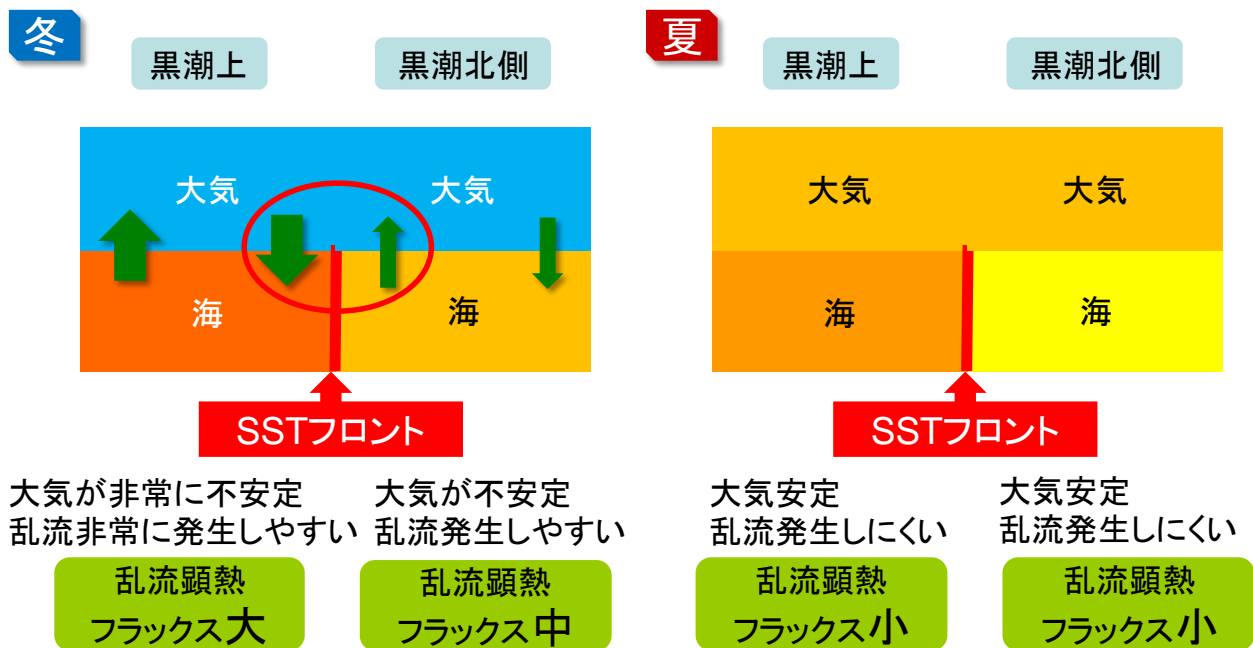


Fig. 4-20 SST フロント付近での乱流フラックス変動の仮説



## 第5章 考察とまとめ

海面の乱流フラックスについて渦相関法、バルク法の2種類で計算を行った。変動はほぼ一致しているが、全体的に渦相関法がバルク法より高い傾向にあった。この特徴は、大気が安定な場合（気温が海面水温より高い）に顕著であった。これは、大気と直接接する海面温度（表皮温度）が船舶の水温センサーで計測した水温より高いことが原因であることが示唆された。

また、冬季の伊勢湾では海面の冷却が乱流フラックス変動に影響を与えていること、冬季の熊野灘では、紀伊半島の地形が乱流フラックス変動に影響を与えていることが示唆された。

黒潮付近の渦相関法とバルク法の差について、夏季より冬季の方がばらつきが大きかった。絶対値としては、夏季の大気が安定な場合が大きい、ばらつきは冬季の大気が不安定な場合に大きい。これは、大気が不安定なところで変動の大きな乱流フラックスが存在していることを示唆するものである。

これらの考察結果について、問題点もある。超音波風速計での乱流フラックス観測では、ノイズが入りやすい。特に、船舶のように動揺するプラットフォームでは、そのノイズを取り除くこと自体が容易ではない。したがって、今回のノイズ除去手法のみでは、不十分であり、船体の影響を受けにくい相対風向が前方である場合のみを解析するなど厳しい条件下でデータ品質を高める必要がある。

ただし、今回の解析結果が信頼できないことを主張するものではない。確かに、絶対値は信頼度が低い可能性もある。しかし、黒潮上と黒潮以外の場所でその相対値である変動値を比較する意味は十分ある。仮に渦相関法に何らかのバイアスが存在するとしても、変動値であれば、そのバイアスは消えることになる。よって、今回の解析結果は十分議論する価値があると考えられる。



## 謝辞

本研究を進めるにあたり、地球環境気候学研究室の立花義裕教授には、開始当初から研究の方針についての議論に時間を割いて頂くとともに、解析方法について指導して頂き、深く感謝いたします。小田巻実特任教授をはじめ自然環境システム学講座の先生方には、合同ゼミ等でご指導いただいた他、授業で様々な知識を学ばせていただきました。厚く御礼申し上げます。同講座の先輩方には、プログラムの組み方等教えていただいたり、要旨を添削していただいたりと、大変お世話になりました。

京都大学理学研究科の根田昌典助教には、吹き上げ角補正など本格的な解析を始める前の前処理について丁寧に指導して頂きました。同大学防災研究所の林泰一准教授には、関連する修士論文を快く提供して頂きました。(株)ソニック取締役の伊藤芳樹氏には、超音波風速計等の測定機器資料を提供して頂き、測器に関する様々な質問に丁寧に回答下さりました。東京大学大気海洋研究所の近藤文義博士には、渦相関システムによる解析手法について資料をいただくと共にご指導いただきました。海洋研究開発機構地球環境変動領域の猪上淳博士には、研究発表の動画をご覧いただき、多くの助言をいただきました。

本研究に用いた観測データは、三重大学大学院生物資源学研究科附属練習船「勢水丸」において取得されたものです。内田誠船長他、勢水丸乗員の皆様には、観測の成功のために多大なご協力を頂き感謝の念に堪えません。特に、仲里慧子三等航海士には、データ取得のために時間を割いていただいたり、観測機器の資料を調べていただいたりと大変お世話になりました。また、船舶に常設される機会がほとんどない超音波風速計を勢水丸に常設することを計画された福山薫特任教授に深く感謝いたします。

本研究のテーマである「中緯度の大気海洋相互作用」と関連の深い、文部科学省科学研究費補助金「新学術領域研究『気候系の hot spot』」の構成員の皆様には大変お世話になりました。特に、海洋研究開発機構地球環境変動領域の茂木耕作博士には、私の苦手な研究発表について何度も指導して頂きました。長崎大学水産学部の万田敦昌准教授には、ローパスフィルタ等の時間フィルタリングについてのプログラムや参考資料を頂きました。名古屋大学地球水循環研究センターの吉岡真由美博士には本研究の計画段階で厳しくも的確なご意見を頂きました。弘前大学、長崎大学をはじめ学生の方には、研究や学生生活について様々な議論をすることができ、お互い良い刺激となりました。

また、学会、研究会等で貴重なご意見やご指導いただきました、各大学、各機関の方々にもこの場を借りて御礼申し上げます。

最後に、研究についての議論はもちろん、学生生活を充実して送ることができたのは4年生をはじめとする学生の皆様のおかげです。また、いつも早朝や深夜に食事を作ってくれたり、発表練習などにつき合ってくれたりと陰で支えてくれたのは家族です。本当にありがとうございます。

## 参考文献

Blanc, T. V., 1985: Variation of bulk-derived surface flux, stability, and roughness results due to the use of different transfer coefficient schemes. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 650-669.

Bunker, A. F., H. Charnock and R. A. Goldsmith, 1982: A note on the heat balance of Mediterranean and Red Seas, *J. Mar. Res.*, **40**, 73-84.

Curry, J. A., and others, 2004: SEAFLEX, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **85**, 409-424

Dyer, A. J., 1974: A review of flux profile relationships. *Boundary Layer Meteorology*, **7**, 363-372

Edson, J. B., A. A. Hinton, K. E. Prada, J. E. Hare and C. W. Fairall, 1998: Direct covariance flux estimate from mobile platform at sea, *J. Atmos. Oceanic Tech.*, **15**, 547-562

Fairall, C. W., E. F. Bradley, J. S. Godfrey, G. A. Wick, J. B. Edson, and G. S. Young, 1996: Cool-skin and warm-layer effects on sea surface temperature, *J. Geophys. Res.*, **101(C1)**, 1295-1308, doi:10.1029/95JC03190.

Fairall, C. W., E. F. Bradley, J. E. Hare, A. A. Grachev, and J. B. Edson, 2003: Bulk parameterization of air-sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm. *J. Climate*, **16**, 571-591.

Fritschen, L. J. and Gay, L. W., 1979: Environmental Instrumentation. *Springer-Verlag*, 216p.

伊藤芳樹, 林泰一, 玉川一郎, 2001: 超音波風速温度計 TR-61A (120° 交差)型プローブ特性試験, 「熱・水収支の高精度評価に関する研究」平成 12 年度報告書, 1-9.

Kondo, F., and O. Tsukamoto, 2007: Air-sea CO<sub>2</sub> flux by eddy covariance technique in the equatorial Indian Ocean. *J. Oceanogr.*, **63**, 449-456.

Kondo, J. 1975: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. *Boundary Layer Meteorology*, **9**, 91-112

Kwon, Y.-O., M. A. Alexander, N. A. Bond, C. Frankignoul, H. Nakamura, B. Qiu and L. A. Thompson, 2010: Role of Gulf Stream and Kuroshio-Oyashio systems in large-scale atmosphere-ocean interaction: A review. *J. Climate*, **23**, 3249-3281

Minobe, S., A. Kuwano Yoshida, N. Komori, S. P. Xie, and R. J. Small, 2008: Influence of the Gulf Stream on the troposphere. *Nature*, **452**, 206-209.

水島彰宏, 2007: 沿岸域におけるバルク係数の観測的研究. 京都大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻修士論文

Nakamura H., T. Sampe, A. Goto, W. Ohfuchi, S. P. Xie, 2008: On the importance of midlatitude oceanic frontal zones for the mean state and dominant variability in the tropospheric circulation, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L15709, doi:10.1029/2008GL034010.

Nonaka, M., and S.-P. Xie, 2003: Covariations of sea surface temperature and wind over the Kuroshio and its extension: Evidence for ocean-to-atmosphere feedback. *J. Climate*, **16**, 1404-1413.

小野珠実, 2011: 黒潮続流海域における海面乱流フラックスの直接観測データを用いた海洋混合層のエネルギー収支の研究. 京都大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻修士論文

Qiu, B., S. Chen, and P. Hacker, 2004: Synoptic-scale air-sea flux forcing in the western North Pacific: Observations and their impact on SST and the mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 2148-2159.

Takahashi, S., O. Tsukamoto, H. Ishida, and K. Yoneyama, 2000: Automated observation of sea surface eddy flux on a cruising ship. (in Japanese with English abstract), *Okayama Univ. Earth Science Reports*, **7**, 1-14.

Takano, Y., Y. Tachibana, and K. Iwamoto, 2008: Influences of large-scale atmospheric circulation and local sea surface temperature on convective activity over the Sea of Japan in December, *SOLA*, **4**, 113-116.

Tanimoto, Y., H. Nakamura, T. Kagimoto, and S. Yamane, 2003: An active role of extratropical sea surface temperature anomalies in determining anomalous turbulent heat flux. *J. Geophys. Res.*, **108** (C10), 3304, doi:10.1029/2002JC001750.

谷本陽一, 野中正見, 2007: 中高緯度の気象海洋相互作用. *天気*, **54**, 525-528.

Tetens, V. O., 1930: Uber einige meteorologische. *Begriffe*, *Zeitschrift fur Geophysik*. **6**:297-309.

塚本修, 文字信貴, 伊藤芳樹, 2001: 乱流変動による運動量・顕熱・潜熱 (水蒸気)のフラックス測定, 気象研究ノート, 第 199 号, 19-56.

Yamamoto, M., and N. Hirose, 2011: Possible modification of atmospheric circulation over the northwestern Pacific induced by a small semi-enclosed ocean, *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L03804, doi:10.1029/2010GL046214.

## 付録

### 付録1 超音波風速温度計

#### ① 特徴

超音波風速温度計は、向かい合う超音波振動子の間を互いに逆方向に伝搬する音響信号の伝搬時間の差から、風速を測定し、同時に伝搬時間の和から温度を測定するものである。一般の風速計・温度計に比べて次のような特徴がある。

- (a) 速い応答速度 (20~100Hz)で風速と温度を計測することができる。
- (b) 鉛直成分を含む風速3成分を計測することができる。
- (c) 微風 (≒ 0m/s)から強風 (≒ 60m/s)まで1つの測器で直線性よく計測することができる。
- (d) 温度測定における幅射熱 (照り返しの熱)の影響がない。

この風速計の最大の長所は、可動部分がないために微風から測定できることで、それを生かして渦相関法で必要となる鉛直風速の変動成分の測定に用いられる。

#### ② 風速の測定原理 (パルス伝搬時間逆数法)

Fig.のような距離 $l$ 離れた送波センサTから受波センサRへ音波パルスを発射したとき、静止大気中の音速を $C$ 、センサ方向風速を $V_d$ 、直角方向風速を $V_n$ として ( $V^2 = V_d^2 + V_n^2$ )、音波の伝搬速度は風速に順方向 $t_1$ 、逆方向 $t_2$ として次式で表される。

$$t_1 \approx \frac{l(\sqrt{C^2 - V_n^2} - V_d)}{C^2 - V^2}$$

$$t_2 \approx \frac{l(\sqrt{C^2 - V_n^2} + V_d)}{C^2 - V^2}$$

$$\therefore V_d = \frac{l}{2} \left( \frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right)$$

#### ③ 温度 (音仮温度)の測定原理

超音波による気温の測定は、空気中の音速が温度によって変化することを利用しており、実質的には音速度計である。超音波によって測定される温度は水蒸気圧と気圧の影響を受けるため、厳密な温度とは区別して音仮温度 ( $T_{SV}$ )と呼ぶ。音仮温度はパルス伝搬時間逆数和によって求めることができる。

$$\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} = \frac{2\sqrt{C^2 - V_n^2}}{l}$$

$$\therefore C = \frac{l}{2} \left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) \frac{1}{\sqrt{1 - V_n^2/C^2}}$$

また、音速 $C$ は、空気の比熱比 $\gamma$ 、空気の気体定数 $R$ 、気温 $T$ 、空気の平均分子量 $M$ を使って以下のように表すことができる。ただし、 $e$ は水蒸気圧、 $p$ は気圧である。

$$C = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}} = A\sqrt{T(1 + 0.3192e/p)} = A\sqrt{T_{SV}}$$

$$\therefore T_{SV} = \frac{C^2}{A^2} = \frac{l^2}{4A^2} \left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right)^2 \frac{1}{1 - V_n^2/C^2}$$

$$A = 20.067$$

ここで、発生する温度測定誤差は次のとおりである。

(a) 横風による誤差

(b) 水蒸気圧・気圧による誤差

したがって、音仮温度をそのまま温度の絶対値として扱うことには問題があるが、温度変動としての測定誤差は小さいので利用することができる。

## 付録2 120度交差座標から直角座標への座標変換

勢水丸に常設されている超音波風速計は、Fig. Aのように120度交差のプロープ (TR-61A)であるため、X, Y成分への変換は風速計内部で次式により計算する (伊藤ら 2001)。

X成分：

$$u_{obs} = A_m \sin 60^\circ - B_m \sin 60^\circ = \frac{A_m - B_m}{\sqrt{3}}$$

Y成分：

$$v_{obs} = A_m \cos 60^\circ + B_m \cos 60^\circ = A_m + B_m$$

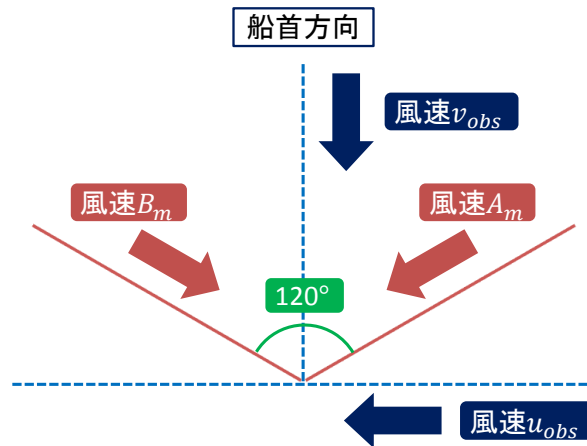


Fig. A 120度交差プロープ

## 付録3 船体動揺補正

船上での超音波風速計を用いた観測では、風速変動成分に対して、風速計の傾きを補正する「静的傾斜補正」と動揺による見かけの風速を除去する「動的補正」が必要である。

① 静的傾斜補正

船体が傾斜すると、船首方向に直交する成分の傾斜ロール角 $\theta$ 、船首方向成分の傾斜であるピッチ角 $\phi$ 、船首の左右の動きであるヨー角 $\psi$ が生じる。

まず、風速計と加速度計の傾きを傾斜補正行列 (Edson *et al.* 1998)を用いて補正する。この行列は、xyz軸それぞれの回転座標変換行列を掛け合わせたものである。このとき使用する傾斜角は、傾斜計で観測されたものではなく、加速度計で観測された角加速度を時間積分したものを使用する。これは、傾斜角の測定方法の特性から、船舶のように動揺するプラットフォーム上では遅延しながら不正確な値を算出することが明らかになっているからである。

$$\theta = \sum q_x \Delta T$$

$$\phi = \sum q_y \Delta T$$

$$\psi = \sum q_z \Delta T$$

$$\begin{aligned} T(\theta, \phi, \psi) &= T_z(\psi)T_y(\phi)T_x(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \psi & \sin \psi & 0 \\ -\sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \phi & 0 & \sin \phi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \phi & 0 & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \cos \psi \cos \phi & \sin \psi \cos \theta + \cos \psi \sin \phi \sin \theta & -\sin \psi \sin \theta + \cos \psi \sin \phi \cos \theta \\ -\sin \psi \cos \phi & \cos \psi \cos \theta - \sin \psi \sin \phi \sin \theta & -\sin \phi \cos \theta \sin \psi - \sin \theta \cos \psi \\ -\sin \phi & \cos \phi \sin \theta & \cos \phi \cos \theta \end{bmatrix} \end{aligned}$$

船首の左右の動きであるヨー角は、通常無視できるほど小さいので、 $\psi = 0$ とする。よって、 $\sin \psi = 0$ 、 $\cos \psi = 1$ となり、以下の行列を導くことができる。

$$T(\theta, \phi, 0) = \begin{bmatrix} \cos \phi & \sin \phi \sin \theta & \sin \phi \cos \theta \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ -\sin \phi & \cos \phi \sin \theta & \cos \phi \cos \theta \end{bmatrix}$$

この行列Tを観測された風速 $U_{obs}$ と加速度 $A_{obs}$ にかけ、船体の傾斜分を補正する。

$$\begin{aligned} U_{cor} &= \begin{bmatrix} u_{cor} \\ v_{cor} \\ w_{cor} \end{bmatrix} = TU_{obs} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \sin \phi & \sin \theta \cos \phi \\ 0 & \cos \phi & -\sin \phi \\ -\sin \theta & \cos \theta \sin \phi & \cos \theta \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{obs} \\ v_{obs} \\ w_{obs} \end{bmatrix} \\ A_{cor} &= \begin{bmatrix} ax_{cor} \\ ay_{cor} \\ az_{cor} \end{bmatrix} = TA_{obs} = \begin{bmatrix} \cos \phi & \sin \phi \sin \theta & \sin \phi \cos \theta \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ -\sin \phi & \cos \phi \sin \theta & \cos \phi \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ax_{obs} \\ ay_{obs} \\ az_{obs} \end{bmatrix} \end{aligned}$$

ここで、 $\theta$ 、 $\phi$ は加速度計の軸を基準としているが、風速計の軸は、x と y が加速度計とは逆であるため、Tの角度もそれぞれ入れ替えていることに注意する。

## ② 動的補正

次に、見かけの風速を取り除く。①で静的傾斜補正を行った加速度から重力加速度を取り除く。

$$A_{true} = \begin{bmatrix} ax_{true} \\ ay_{true} \\ az_{true} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} ax_{cor} - g \sin \phi \\ ay_{obs} + g \sin \theta \\ az_{obs} - g \cos \phi \cos \theta \end{bmatrix}$$

これらを時間積分し、見かけの風速とする。



$$U_a = \begin{bmatrix} u_a \\ v_a \\ w_a \end{bmatrix} = \sum A_{true} \Delta T = \begin{bmatrix} \sum ax_{true} \Delta T \\ \sum ay_{true} \Delta T \\ \sum az_{true} \Delta T \end{bmatrix}$$

最後に、①で静的傾斜補正を行った風速成分から見かけの風速を取り除くことで、真の風速を求めることができる。

$$U_{true} = \begin{bmatrix} u_{true} \\ v_{true} \\ w_{true} \end{bmatrix} = U_{cor} - U_a = \begin{bmatrix} u_{cor} \\ v_{cor} \\ w_{cor} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} u_a \\ v_a \\ w_a \end{bmatrix}$$

ここで、加速度計の xy 軸と風速計の xy 軸が逆であることに注意する。

#### 付録 4 主風向変換

風速計固有の直交座標から風向方向への座標変換を行う。風向 $\alpha$ は $u_{true}$ ,  $v_{true}$ の 10 分平均値から求め、それをを用いて座標を回転する。

$$\alpha = \tan^{-1} \left( \frac{\overline{u_{true}}}{\overline{v_{true}}} \right)$$

$$U = v_{true} \cos \alpha + u_{true} \sin \alpha$$

$$V = -v_{true} \sin \alpha + u_{true} \cos \alpha$$

この座標変換によって、 $\bar{U}$  = 風速,  $\bar{V} = 0$ ,  $\bar{w_{true}} = 0$ という平均値になるはずであるが、船体の影響などによって、 $\bar{w_{true}} = 0$ にはならない場合が多い。したがって、付録 5 のように吹き上げ角補正を行う必要がある。

#### 付録 5 吹き上げ角補正

船舶上の乱流フラックス観測の場合、船体の影響によって海上の境界層が屈折し、本来の鉛直風が船上では屈折した角度に相当する水平成分を持つことになる (Fig. B, C)。船体動揺補正と主風向変換を施した風速 3 成分は、この吹き上げの影響を受けているから、船上で観測される本来の境界層に平行な水平成分と境界層に垂直な鉛直成分は、吹き上げ角を使って境界層と並行する成分、境界層を横切る成分に補正しなければならない。この補正のことを吹き上げ角補正と呼び、境界層の屈折角度である吹き上げ角度の回転座標変換によって求める。

風速は 20 [Hz]で観測されているが、その一瞬一瞬の吹き上げ角を求めることができないので、境界層内の海上風の瞬間的な値は、乱流渦の影響を受けて必ずしも鉛直成分は 0 にはならないが、アンサンブル平均を行えば、平均の鉛直風速は 0 [m/s]と考え、船体動揺補正と主風向変換を行った水平風と鉛直風の 10 分間の平均風 ( $\bar{U}$ ,  $\bar{w_{true}}$ )を使って補正角を決めている。10 分間の平均から求める吹き上げ角を $\Phi$ とすると、

$$\Phi = \tan^{-1} \left( \frac{\overline{w_{true}}}{\bar{U}} \right)$$

である。この角度分だけさらに座標を回転すると、

$$U_c = U \cos \Phi + w_{true} \sin \Phi$$

$$W_c = -U \sin \Phi + w_{true} \cos \Phi$$

となる。この操作によって、 $\overline{W_c} = 0$ になる。

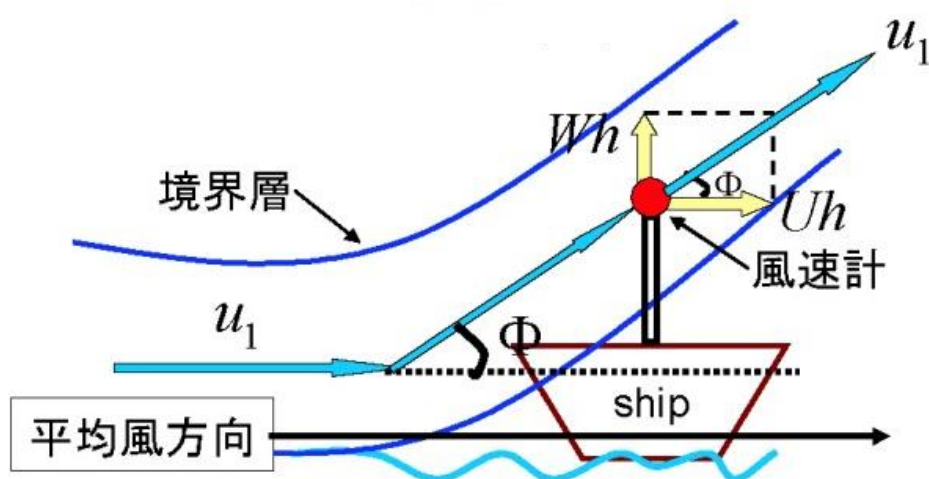


Fig. B 吹き上げ角の概略図. 小野 (2011)より引用.

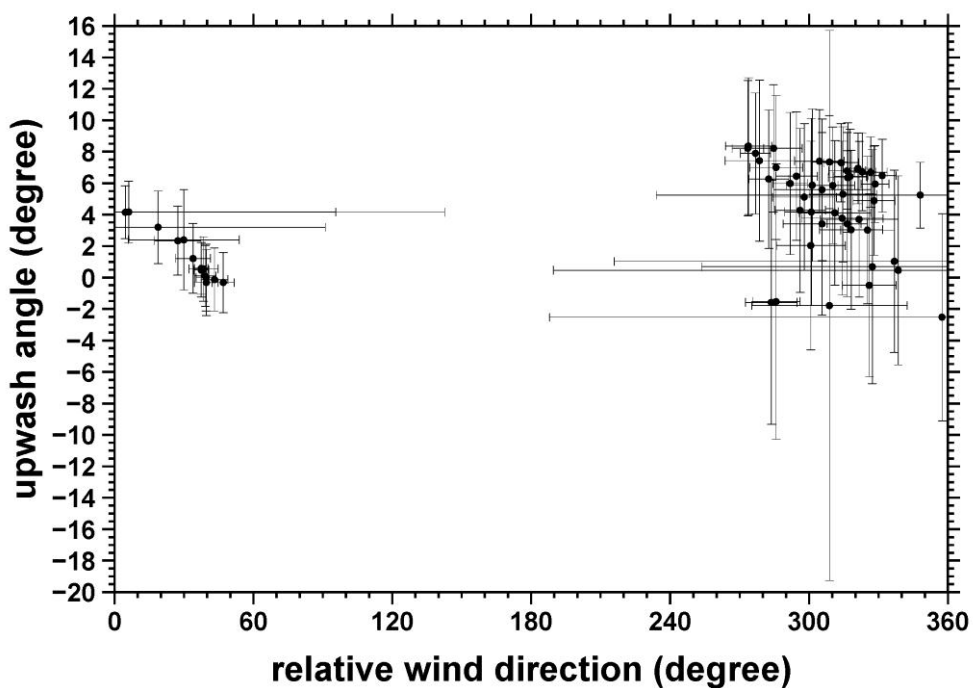


Fig. C 勢水丸の超音波風速計で観測された 10 分平均相対風向と吹き上げ角の関係. エラーバーはそれぞれの標準偏差.

付録 6 勢水丸に常設された超音波風速計・加速度計の軸

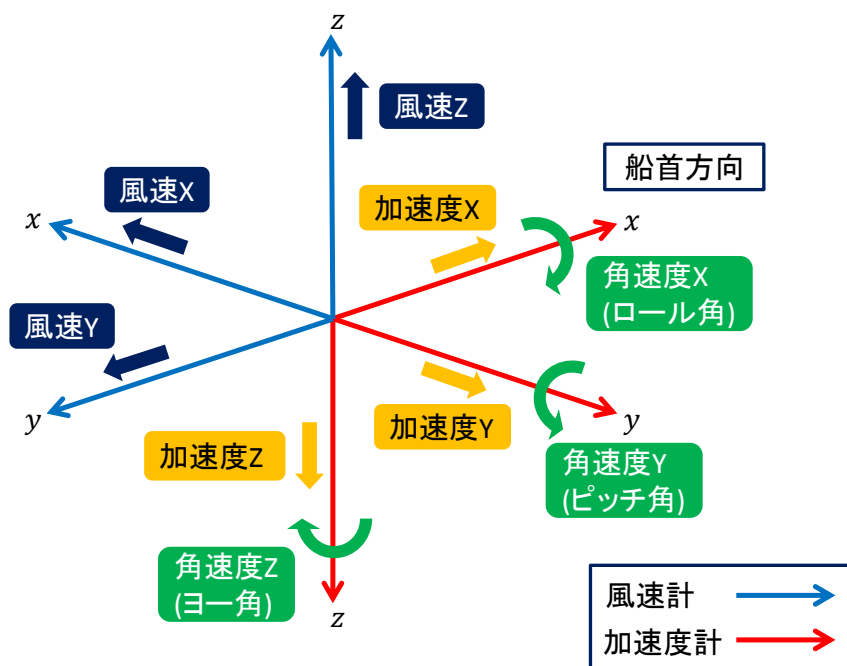


Fig. D 超音波風速計・加速度計の軸 (作図協力：(株)ソニック取締役 伊藤芳樹 氏)

#### 付録7 水蒸気量の単位変換

赤外線 CO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O ガス分析計で記録された H<sub>2</sub>O 変動量の単位は [mmol/m<sup>3</sup>]であるため、水蒸気濃度の単位である [g/m<sup>3</sup>]に変換する必要がある。H<sub>2</sub>O 1 [mol] = 18.0 [g]であることを考慮し、以下の式を用いて変換を行った。

$$\left[\frac{\text{g}}{\text{m}^3}\right] = 18.0 \times 10^{-3} \times \left[\frac{\text{mmol}}{\text{m}^3}\right]$$

#### 付録8 バルク法

バルク法とは、海面における物理量の平均値とある高さにおける物理量の平均値の差をとり、それに風速の値をかけてフラックスを推定する方法であり、一般の気象要素からフラックスを推定することができるため、非常に便利な方法として広く用いられている。

乱流顕熱フラックス [W/m<sup>2</sup>]

$$Q_H = \rho C_p C_H U (T_0 - T)$$

乱流潜熱フラックス [W/m<sup>2</sup>]

$$Q_E = \rho L_E C_E U (q_0 - q)$$

$\rho$  : 空気密度 [kg/m<sup>3</sup>],  $C_p$  : 定圧比熱 [J/kg·K],  $L_E$  : 蒸発の潜熱 [J/kg],  $C_H$  : バルク係数 (顕熱),  $C_E$  : バルク係数 (潜熱),  $U$  : 風速 [m/s],  $T_0$  : 海面水温 [deg.C],  $T$  : 海上気温 [deg.C],  $q_0$  : 海面水温における飽和比湿 [g/kg],  $q$  : 比湿 [g/kg]

ここで、 $\rho$ は空気密度、 $C_p$ は空気の定圧比熱、 $L_E$  [J/kg]は水の気化熱 (蒸発潜熱)であり、以下のような気圧 ( $P$ : hPa), 気温 ( $T_a$ : °C), 比湿 ( $q$ : kg/kg), 地表面温度 ( $T_s$ : °C)の関数で表す。ただし、 $L_E$ は、Fritschen

and Gay (1979)の式である.

$$\rho = \frac{100 \times P}{287.1 \times (T_a + 273.16) \times (1 + 0.61 \times q)}$$

$$C_p = 1004.7$$

$$L_E = (2.50025 - 0.002365 \times T_s) \times 10^6$$

また, 海面水温 $T_0$ における飽和比湿 $q_0$ を求めるためには, まず, 海面水温 $T_0$ に対する飽和水蒸気圧 $E_{sat}$ を求める (Tetens, 1930).

$$E_{sat}(T_0) = 6.1078 \times 10^{\frac{7.5T_0}{T_0+273.3}}$$

この値は, 純水での飽和水蒸気圧なので, 海水での値に直すために 0.98 倍する. これは, 海水中の塩分によって飽和水蒸気圧が減少することを意味する. よって, 海面水温に対する飽和比湿は,

$$q_0 = \frac{0.622 \times E_{sat}(T_0)}{P - 0.378 \times E_{sat}(T_0)} \times 0.98$$

となる.

また, 大気の比湿 $q$ は, 相対湿度 $RH$  [%]から求める.

$$q = \frac{0.622 \times E_{sat}(T_a)}{P - 0.378 \times E_{sat}(T_a)} \times \frac{RH}{100}$$

顕熱のバルク係数 $C_H$ と潜熱のバルク係数 $C_E$ は, 一定値ではなく風速や大気安定度によって変化することが分かっている. その公式化について種々の研究がある. 昔は, Kondo (1975)が広く用いられてきたが, 最近では COARE3.0 (Fairall *et al.* 1996)が用いられるようになった.

## 付録9 高度補正

上記のバルク係数は, 10m 高度のものが基本となっているが, バルク係数の算出に必要な風速, 気温, 比湿は異なる高度で測定されている場合が多い. そのため, 10m 高度への補正が必要となる. 高度補正には, 以下に示す大気境界層におけるプロファイル式を用いる.

このプロファイル式は, 大気安定度の関数であり, Monin-Obukhov の安定度スケール (L)と呼ばれる安定度パラメータが用いられている. 以下に, Monin-Obukhov の安定度パラメータについて記述する.

Monin と Obukhov は接地境界層内のある高度  $z$  における乱流統計量は, 運動量フラックス:

$$\tau = -\rho \overline{u'w'}$$

顕熱フラックス:

$$Q_H = \rho C_p \overline{w'T'}$$

潜熱フラックス:

$$Q_E = \rho L_E \overline{w'q'}$$

浮力パラメータ:

$$\frac{g}{T}$$

の4つで決定されるとした。これが、Monin-Obukhov 相似則である。これらの基本量から、速度・温度・比湿・安定度スケールの各スケールを次元解析によって得ることができ、それらは以下のように示される。

摩擦速度：

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \frac{kU}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)}$$

摩擦温度：

$$T_* = -\frac{Q_H}{\rho C_p u_*}$$

摩擦比湿：

$$q_* = -\frac{Q_E}{\rho u_*}$$

Monin-Obukhov の安定度スケール：

$$L = -\frac{u_*^3}{k(g/T)(Q_H/\rho C_p)} = \frac{u_*^2}{k(g/T)T_*}$$

ここで、 $k$ はカルマン定数 (=0.4)、 $z$ は風速の測定高度である。これらのスケールと高度 $z$ を組み合わせて無次元高度 $\xi = z/L$ を定義し、大気の状態を示す指標とした。これが、Monin-Obukhov の安定度パラメータと呼ばれるものであり、 $\xi = 0$ で中立、 $\xi > 0$ で安定、 $\xi < 0$ で不安定を表している。

上記の各パラメータを用いて高度補正を行う。高度補正高度  $z$  [m]における風速 $U_z$ ・気温 $T_z$ ・比湿 $q_z$ の測定値は以下に示すプロファイル式を用いて 10 [m]高度の値 ( $U_{10}, T_{10}, q_{10}$ )に変換する。

$$U_{10} = U_z + \frac{u_*}{k} \left( \ln \frac{10}{z} - \Psi_{m,10} + \Psi_{m,z} \right)$$

$$T_{10} = T_z + \frac{T_*}{k} \left( \ln \frac{10}{z} - \Psi_{h,10} + \Psi_{h,z} \right)$$

$$q_{10} = q_z + \frac{q_*}{k} \left( \ln \frac{10}{z} - \Psi_{e,10} + \Psi_{e,z} \right)$$

$\Psi_{m,z}$ ,  $\Psi_{h,z}$ ,  $\Psi_{e,z}$ は、高度 $z$ における運動量・顕熱・潜熱フラックスに対する安定度補正関数であり、不安定時 ( $z/L < 0$ )は、

$$\Psi_m = 2 \ln \left( \frac{1+x}{2} \right) + \ln \left( \frac{1+x^2}{2} \right) - 2 \tan^{-1} x + \frac{\pi}{2}$$

$$\Psi_h = \Psi_e = 2 \ln \left( \frac{1+x}{2} \right)$$

$$x = \left( 1 - \frac{16z}{L} \right)^{\frac{1}{4}}$$

安定時 ( $z/L > 0$ )は、

$$\Psi_m = \Psi_h = \Psi_e = \frac{-5z}{L}$$

となる。これらの安定度補正関数は、Dyer (1974)によって示されたものである。

#### 付録10 Kondo (1975)のバルク法

まず、大気境界層の安定度を次のように定義する。

$$S = S_0 \frac{|S_0|}{|S_0| + 0.01}$$

ここで、

$$S_0 = \frac{T_0 - T}{U_{10}}$$

で、 $S > 0$  ( $T_0 - T > 0$ )のときは不安定、 $S < 0$  ( $T_0 - T < 0$ )のときは安定である。

$$C_H = \begin{cases} 0 & S < -3.3 \\ C_{Hn}\{0.1 + 0.03S + 0.9\exp(4.8S)\} & -3.3 \leq S < 0 \\ C_{Hn}(1.0 + 0.63\sqrt{S}) & 0 \leq S \end{cases}$$

$$C_E = \begin{cases} 0 & S < -3.3 \\ C_{En}\{0.1 + 0.03S + 0.9\exp(4.8S)\} & -3.3 \leq S < 0 \\ C_{En}(1.0 + 0.63\sqrt{S}) & 0 \leq S \end{cases}$$

ここで、 $C_{Hn}$ 、 $C_{En}$ は、大気安定度が中立である場合のバルク輸送係数である。

$$C_{Hn} = \{a_h + b_h U_{10}^{P_h} + c_h (U_{10} - 8)^2\} \times 10^{-3}$$

$$C_{En} = \{a_e + b_e U_{10}^{P_e} + c_e (U_{10} - 8)^2\} \times 10^{-3}$$

また、 $a_h$ 、 $a_e$ 、 $b_h$ 、 $b_e$ 、 $c_h$ 、 $c_e$ 、 $P_h$ 、 $P_e$ は、Table A に示されるような風速に依存する無次元数である。

Table A Kondo (1975) のバルク輸送係数の計算で使用される無次元パラメータ

$U_{10}$ [m/s]	$a_h$	$a_e$	$b_h$	$b_e$	$c_h$	$c_e$	$P_h$	$P_e$
0.3-2.2	0	0	1.185	1.23	0	0	-0.157	-0.16
2.2-5.0	0.927	0.969	0.0546	0.0521	0	0	1	1
5.0-8.0	1.15	1.18	0.01	0.01	0	0	1	1
8.0-25.0	1.17	1.196	0.0075	0.008	-0.00045	-0.0004	1	1
25.0-50.0	1.652	1.68	-0.017	-0.016	0	0	1	1

#### 付録11 TOGA-COARE バルクフラックスアルゴリズム

TOGA-COARE のバルク法の最も基礎になっているのは、Liu *et al.* (1979)によるモデルである。このモデルの最も特徴的なことは風が弱い場合に適合性が良いことであり、以下のような特徴がある。

- ① 粗度長の表現：Charnock (1955)の式に Smith (1988)による Smooth Flow の項を加える。

- ② 風速が極端に弱い場合の鉛直プロファイルについての Monin-Obukhov 相似則の関数形の修正
- ③ 平均風速が弱くても、風の乱れが大きい場合の効果 : Gustiness Velocity の導入 (Godfrey and Beljaars, 1991)
- ④ 海面からの熱フラックス放出による Cool-skin モデル (Saunders, 1986)
- ⑤ 昼間の日射による表面付近の Warm layer モデル (Price *et al.*, 1986)
- ⑥ 降水温度と海面温度の差による降水による熱フラックス (Gosnel *et al.*, 1994)

このアルゴリズムによる Fortran プログラムは、以下のサイトで入手できる。

COARE-Met Flux Algorithm ([http://coaps.fsu.edu/COARE/flux\\_algor/](http://coaps.fsu.edu/COARE/flux_algor/))

## 付録 12 渦相関法

### a) 乱流と渦

大気境界層は乱流が特徴的で、風や気温、湿度などは 10 分程度から 1 秒程度までの様々な時間スケールをもつ乱流が重なり合った時間的変動をしている。この乱流は大気境界層の中に大小様々な乱流渦 (eddy) が存在しているために発生する。乱流渦は 2 種類の原因で発生する。1 つ目は、地表摩擦に起因する風速鉛直分布のために上下に風速差ができ、渦が作られる (Fig. E)。2 つ目は、大気が不安定なときの対流 (浮力) によって渦が作られる (Fig. F)。このような風速勾配または、対流によって作られた渦がある平均風速で流されると、ある場所で観測される風速の時間変化は (Fig. G) のようになり、これが大気乱流 (平均値からのずれ、変動成分) として観測される。

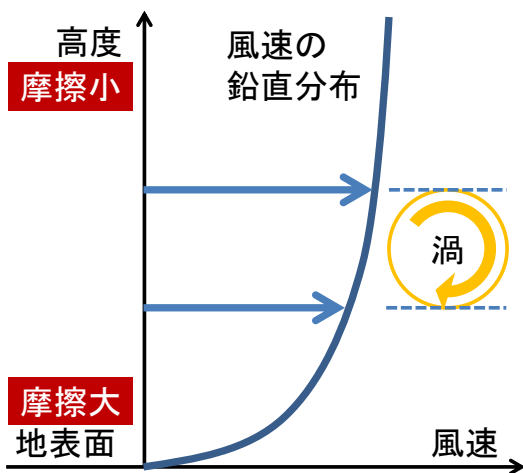


Fig. E 風速の鉛直勾配によって作られる渦

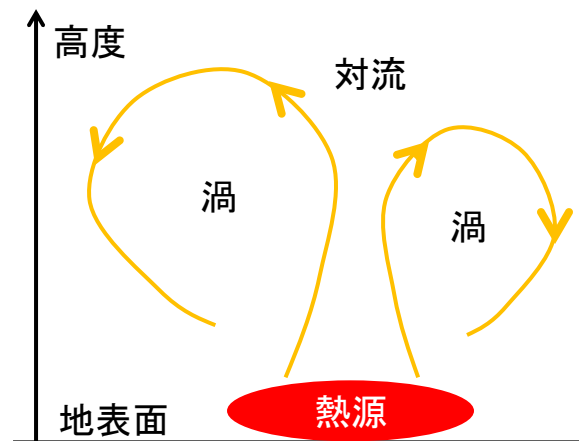


Fig. F 対流によって作られる渦

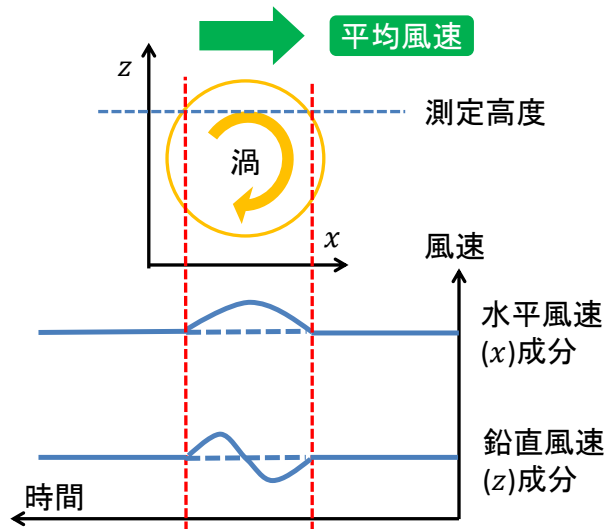


Fig. G 渦によって作り出される乱流変動 塚本ら (2001)より改変

## b) 乱流輸送

大気乱流によって上下の混合が盛んになり，そこに温度勾配や物質の濃度勾配があればその勾配をなくす向きに熱や物質の輸送が起こる．これが乱流輸送で，乱流のないときの分子輸送に比べてはるかに効率的に輸送が起こる．

例えば，空気 1 kg中にある物質の濃度を $C$  [kg/kg]とすると，空気  $1\text{m}^3$ 中の物質の質量は $\rho C$  [kg]となる．ただし， $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>]は空気密度である．ここに大気乱流による空気の鉛直速度 $w$  [m/s]があると，これによって単位面積あたりに上向きに輸送される物質量は単位時間について $w \cdot \rho C$  [kg/m<sup>2</sup>/s]となる．これをある時間について考えると次のようになる．

$$Q_c = \overline{w\rho C} = \rho \overline{wC}$$

ここで，上線は時間平均を表す．また，空気密度は時間変化しないとして時間平均の外に出した．

ここでそれぞれの物質量を次のように時間平均量 (上線)と変動量 (')の和で表す．

$$w = \bar{w} + w'$$

$$C = \bar{C} + C'$$

このとき，

$$Q_c = \rho \overline{(w + w')(C + C')} = \rho \bar{w}\bar{C} + \rho \bar{w}C' + \rho \bar{w}'\bar{C} + \rho \overline{w'C'} = \rho \overline{w'C'}$$

ここで， $\bar{w}' = 0$ ， $\bar{C}' = 0$ である．また，空気の鉛直速度成分の時間平均値はゼロになるとした ( $\bar{w} = 0$ )． $C$ として水蒸気量を表す比湿 $q(= \bar{q} + q')$ を考えると， $Q_c$ は水蒸気輸送量 (潜熱輸送量)になる．また，濃度の代わりに顕熱 ( $C_p T$ )を考えると， $T = \bar{T} + T'$ として顕熱輸送量を表すことができる．

顕熱輸送量 (乱流顕熱フラックス)

$$Q_H = \rho C_p \overline{w'T'}$$

潜熱輸送量 (乱流潜熱フラックス)

$$Q_E = \rho L_E \overline{w'q'}$$

ここで， $\rho$ は空気密度， $C_p$ は空気の定圧比熱， $L_E$  [J/kg]は水の気化熱 (蒸発潜熱)であり，以下のような気圧 ( $P$ : hPa)，気温 ( $T_a$ : °C)，比湿 ( $q$ : kg/kg)，地表面温度 ( $T_s$ : °C)の関数で表す．



$$\rho = \frac{100 \times P}{287.1 \times (T_a + 273.16) \times (1 + 0.61 \times q)}$$

$$C_p = 1004.7$$

$$L_E = (2.50025 - 0.002365 \times T_s) \times 10^6$$

$\overline{w'T'}$ ,  $\overline{w'q'}$ は、共分散 (covariance)と呼ばれる統計量で、 $w'$ と $T'$ などとの相関 (correlation)を求めていることになるので、「渦相関法」(eddy correlation method, eddy covariance method)と呼ばれる。

#### 付録 13 渦相関法の運動量フラックス

渦相関法で計算される運動量フラックスは、水平風と鉛直風の共分散であるため、水平風と鉛直風の船体動揺補正のそれぞれの成分のわずかな誤差が拡大されて深刻な誤差を生じる可能性があり、その信頼性は、スペクトルや観測条件ごとの境界層パラメータの関係などの点で十分に検討されていない (小野 2011)。

#### 付録 14 海面熱収支

海面への正味の放射エネルギーが与えられると、その一部は水中に蓄えられて水温を上昇させる水中熱流量となる。残りの熱は大気に与えられ、大気のエネルギーとなる。このエネルギーの輸送は2種類ある。1つが、温度の高いところから低いところへ熱が輸送されるというもので、これによって輸送されるエネルギーを顕熱輸送量 (顕熱フラックス)という。もう1つは、海面の水分が蒸発するときの気化熱である。水蒸気が上層に輸送されて冷却され、凝結が起ると蒸発の時に奪った気化熱に相当する凝結熱を放出する。この熱も水面から水蒸気の形を借りて上層に輸送されたことになる。これを潜熱輸送量 (潜熱フラックス)と呼ぶ。

#### 付録 15 勢水丸の概要

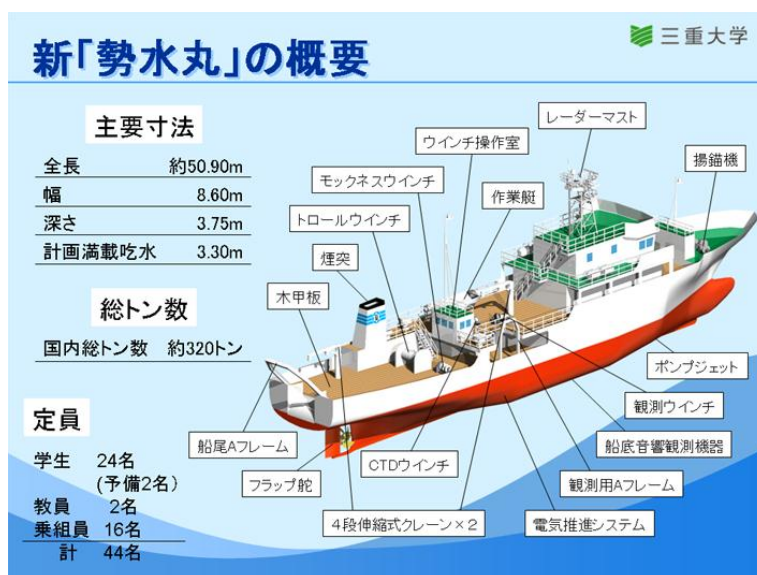


Fig. H 新「勢水丸」の誕生に向けて (<http://bio.mie-u.ac.jp/seisuiamaru/>)より引用。