

# 地空相互作用に関する研究の現状\*

— わが国の観測態勢 —

竹 内 清 秀\*\*

## 1. はしがき

一般によく知られているように、大気のエネギー収支の大半は大気境界層で行なわれている。したがって大気の大規模な運動状態を理解するためにも、大気境界層での熱（顕熱と潜熱）および運動量の輸送機構を明らかにする必要がある。しかし、それら地空相互作用に関する研究はまだ緒についたばかりといってよい。複雑な地球表面（つまり複雑な陸上の地形や植生、時間的空間的に変化の激しい海面状態など）に原因があることはもちろんであるが、たとえ簡単な地球表面を考えても、顕熱の鉛直輸送でさえ、その観測そのものの困難性も研究のおくれた原因の一つである。したがって、わが国においても外国と同様、一番簡単な場合、つまり平坦な陸地あるいは静かな水面の上での定常的な輸送現象を扱っている場合がほとんどである。しかし一方では、もう少し複雑な場合、たとえば湖岸によって生じる内部境界層や森林内外の風の構造などの研究も行なわれている。

さて、この解説では、大気境界層における輸送の問題を、とくに観測の面から取り扱ってみよう。ちょうど現在、地球大気開発計画（GARP）にもとづく気団変質観測計画（AMTEX）の実施案が綿密にねられている。その中で、大気境界層での輸送の観測は大きな部分を占めるはずである。それで今、わが国でどのような観測が行なわれていて、どんな問題点があるかを考えることは意義のあることであろう。

なお、輸送現象の観測を理解するために予備知識が必要である。付録に簡単な輸送理論を記しておく。本文中の星印（\*）は付録を参照という意味である。

## 2. 最近行なわれた関係のあるプロジェクト

気象学会の研究活動の一つのグループとして、大気乱流研究グループが発足したのは20年まえで、大気乱流に関する研究の連絡にあたって来た。しかし最近では

GARPなどの研究活動のもとに、各研究機関が大きなプロジェクトをたて一層緊密に協力して研究を行なうようになった。また、研究の範囲も広くなり、したがって気象学の他の分野との関係も一段と深くなって来た。

さて最近数年間、わが国で行なわれた地空相互作用に関係のある大きな研究プロジェクトの主なものとして、次のものがある。

(1) 「大気汚染質の拡散に関する研究」 科学技術庁特別研究促進調整費による総合研究、期間は昭和42～44年度。

(2) 「蒸発による水損失とその抑制」 文部省科学研究費補助金による特定研究、代表者は山本義一（東北大）、期間は昭和45～47年度。

(3) 「大気と地表面の相互作用の研究」 文部省科学研究費補助金による特定研究、代表者は竹田厚（東大海洋研）、期間は昭和45～47年度。

以上の3つのプロジェクトに関連して実施した共同観測について概要を説明しよう。それぞれの観測項目については次の節で、やや詳しく述べる。

### 2.1 大気海洋相互作用の共同観測（「大気と地表面の相互作用の研究」に関連）

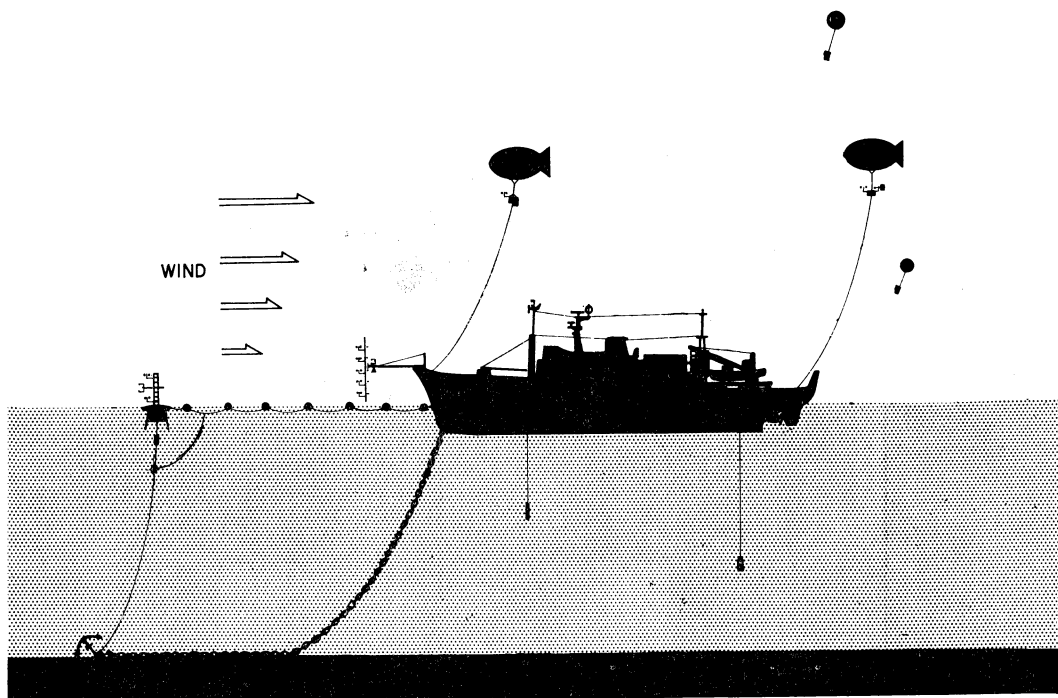
昭和43年から45年にかけてGARPの準備段階として日本南方海域特別気象観測が行なわれた。これには2つの目的があった。梅雨末期の集中豪雨特別観測と大気海洋相互作用についての共同観測である。後者の共同観測に注目すると、昭和43年夏、気象庁の凌風丸に東京大学および京都大学の研究グループが乗りこみ試験的な観測を行なったのを皮切りに、昭和44年と45年には東京大学海洋研究所の白鳳丸を使って、多くの研究グループが参加して組織的な研究観測を行なった。

その中心テーマは大気境界層内での各種物理量のフラックス（流束）\*の測定であった。さて大気境界層は、フラックス一定と考えられる境界面（地面や水面の地球表面をいう）に接する層（ふつう接地層といい、厚さは数10mくらい）とその上部にある層（外部境界層や単にエ

\* Present Status of the Studies on Air-Surface Interaction in Japan.

\*\* K. Takeuchi 大阪管区気象台  
—1972年1月26日受理—

\* 付録を参照のこと。以下同じ。



第1図 GARP 観測中の白鳳丸のシルエット

第1表 大気海洋相互作用の共同観測（昭和43～45年）

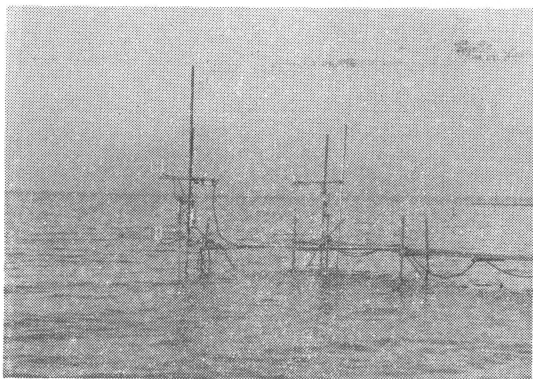
機 関 名	おもな研究課題および実験項目	参 加 人 員		
		43年凌風丸	44年白鳳丸	45年白鳳丸
東大, 海洋研	境界層 輸送—乱流 } 動揺補正付 波 浪 (ブーム) 海面温度分布 海洋上層 構造 (STD) 地上気象観測	4 (他に2名航空 機観測に参加)	6	6
京大, {防災研 理	境界層 輸送—乱流, 動揺補正付 (マスト, ブーム)	3	3	5
鹿児島大, 水産	境界層 輸送, 構造—乱流およびプロフィール (ブイ)	—	4	4
公害資源研	大気下層 輸送, 構造—乱流およびプロフィール (係留気球)	—	4	5
気象庁, 気象研	境界層 輸送, 構造—プロフィール (ブーム, マスト)	—	3	2
東 北 大, 理	境界層 乱流構造 (マスト)	—	1	1
京 大, 理	海水滴	—	1	2
防災センター	波浪計測	—	2	1
気 象 庁	高層観測	○	4	2 (うち1名は 京大)

クマン層ともいわれ、境界面上数 10m から数 100m の層)にわけることができる。理論的にも測定のうちからも比較的容易である接地層で、各種のフラックス推定法\* (竹内, 1968 も参照されたい)を比較検討して洋上観測で最適な方法を選び出すこと、および観測資料が非常に少なく構造がよくわかっていないエクマン層の組織的な観測をすることである。

白鳳丸による観測の概要が第 1 図で模式的に示されており、昭和 43 年から 45 年に行なわれた観測の内容が第 1 表にあらわされている (昭和 44 年の観測については Ogura and Takeda, 1969 参照)。しかし梅雨前線下の観測であったので、測定には悪条件のときが多く、必ずしも所期の成果をあげることができなかった。

## 2.2 霞ヶ浦における水蒸気輸送の共同観測 (『蒸発による水損失とその抑制』に関連)

水面および陸地からの蒸発による水損失量を推定し、それを抑制する方法と効果について研究するというのがこの観測の目的である。この共同観測では、渦相関法\* による直接測定の精度をあげるほかに実時間で結果を得る方法を開発する。また、空気力学的方法あるいはバルク法\* をもっと精度の高いものにするため水面状態と水面直上の気層の微細構造を調べる。これら実地観測のため霞ヶ浦の南岸が選ばれた (第 2 図参照)。



第 2 図 霞ヶ浦におけるフラックス測定  
(昭和 46 年 12 月)

陸地からの蒸発については、渦相関法\*、熱収支法\*、バルク法\* を試み、実地で何が一番適当な方法であるかを見つける。これらは霞ヶ浦付近で行なわれた。

なお、上の共同観測とは別に、種々の蒸発抑制剤を湖面にまいてその効果を評価するとともに、抑制剤の流出や拡散、風による吹き寄せなどを研究している。

## 2.3 都市近郊での大気境界層の共同観測 (『大気汚

染質の拡散に関する研究』に関連)

これまで研究機関が各自で行なっていた大気拡散実験を総合的に、また規模も大きくして行なうことが要望されていた。科学技術庁国立防災科学技術センターが中心となって計画が作られ、昭和 42 年度から 44 年度に共同の実験が実施された。参加した主な機関は国立防災科学技術センター、通産省資源技術試験所、気象庁および気象研究所である。このプロジェクトは 2 つの実験にわけられる。つまり中規模の拡散実験 (放出源の高さ約 300m、拡散濃度観測距離 12 km) とその拡散場の (風および温度の) 構造の研究である (国立防災科学技術センター、1970 参照)。ここでは後者について述べる。

東京都の北隣り川口市にある NHK の送信塔 (地上高約 320m) を利用し、風および温度の鉛直分布の観測が行なわれた。微風向風速計と白金抵抗温度計が数高度について設置され、連続記録がとれるようになっている。それによって風向風速および温度の時間的平均値の鉛直分布 (ふつうプロフィールという) が得られる。これとは別に、風速と温度の変動値を知るため超音波風速温度計 (Mitsuta, 1966; 光田, 1971 参照) が同じ送信塔の 3 高度に取りつけられ、風速の 3 成分と温度の変動が記録されるようになっている。

上に述べた送信塔より高い層の気象状態を知るため、2 種類の保留気球が用いられた。一つは風と温度の平均値を測るものであり、他はそれらの変動を知るためのものである。ともに無線によるテレメーター方式が採用されている。

## 3. 各観測項目の詳細

前節で述べた最近の 3 つの大きなプロジェクトに関連して共同観測が行なわれたが、その中で実施された項目などについて少し詳細に見てみよう。

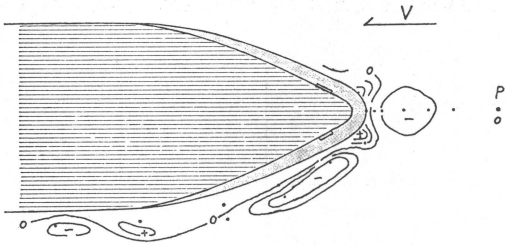
### 3.1 船上観測での動揺修正など (東大海洋研, 京大)

洋上の広域にわたって種々の観測をするには、機動性のある船舶を利用するのが一番よい。その場合、解決すべき問題が 2 つある。船の動揺、したがって設置された測器の動揺による観測誤差の問題と、船体による自然場への影響の問題である。

前者については、ジャイロコンパスと加速度計で構成されている動揺計によって、船舶 (研究船白鳳丸) の動揺 3 成分を測定し、船内の電子計算機による実時間処理をして、船上測器の測定値 (船に固定した座標系に対する値) を静止座標系の値に変換する方法を採用した。

船体による影響を除くために、船首から前方に約 10m

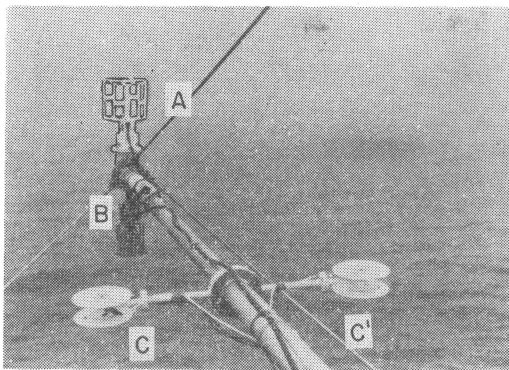
の長さのブームを水平に突き出し、その先端に測器を取り付けた。船舶の模型による風洞実験と実際の船上における風速の実測によって、船体の影響はほとんど無視できることを確めた(第3図参照)。なお、白鳳丸はバウス



第3図 白鳳丸の船首付近の風速  
(10mさきの点Pでは風速分布は一様であり、これを基準とする)

ラスター(停止したまま船の方向を変えることのできるスクリュー)を具えていて、いつも船首を風に立てておくことができる特徴がある。

以上のようにくふうをすることによって、ブームの先端に超音波風速計を設置して外洋の運動量フラックス\*を広い範囲で観測することを試み、それに成功した(第4図参照)。以上が東京大学海洋研究所のグループによって行なわれた。



第4図 船首ブームに設置された測器類  
(A: 超音波風速温度計, B: 超音波波高計, CとC': 放射計)

京都大学では船の動揺を知るのに傾斜計を用い、それによって動揺の補正を行なった。風速変動の測定には超音波風速計、温度と湿度の変動測定には熱電対を用いた通風乾湿計を使用した。そして上の動揺補正を実施し、外洋での運動量、熱および水蒸気のフラックスを渦相関法\*によって算定した。その結果、海面からの蒸発量は西太平洋の方が東シナ海の10倍近くになっている。また

抵抗係数\*が風速の広い範囲ではほぼ一定であることなどがわかった。

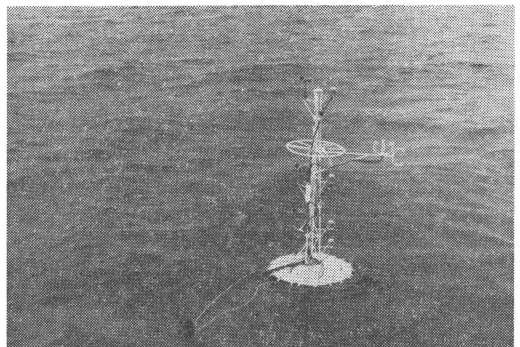
さて、広い範囲の海上観測には、現在、船舶によるほかない。船舶の動揺を測定し電子計算機によって実時間の補正ができるのは、非常に恵まれた場合にだけ可能である。動揺計も特殊な計器であり、記録についても普通の場合、磁気テープなどに記録して後で処理しなくてはならない。もっと手軽な方法はないものであろうか。

つぎに各種測器の設置について、船首に約10mの長さのブームを突き出すことによって船体の影響を除くことができることは既に述べたが、ほかに適当な場所はないものであろうか。もちろん船によって違うであろうが、たとえば前部マストではどの程度に船体の影響を受けるのか。綿密な調査が必要である。

### 3. 2 ブイによるフラックスおよびプロファイル観測(鹿児島大)

鹿児島大学では大分以前から、いかだや小舟によって風速や気温のプロファイルの観測を行なってきた。最近では2種類のブイが製作され、一つのブイには3杯風速計および通風乾湿計を0.5, 1.2 および4mの高さに設置して、風速、気温および湿度のプロファイルを観測することができる。他のブイには超音波風速計が取り付けられ、渦相関法\*により運動量フラックスが測定できる。このブイにはシーアンカーが具えられ、動揺が少なくなるようくふうしてある。

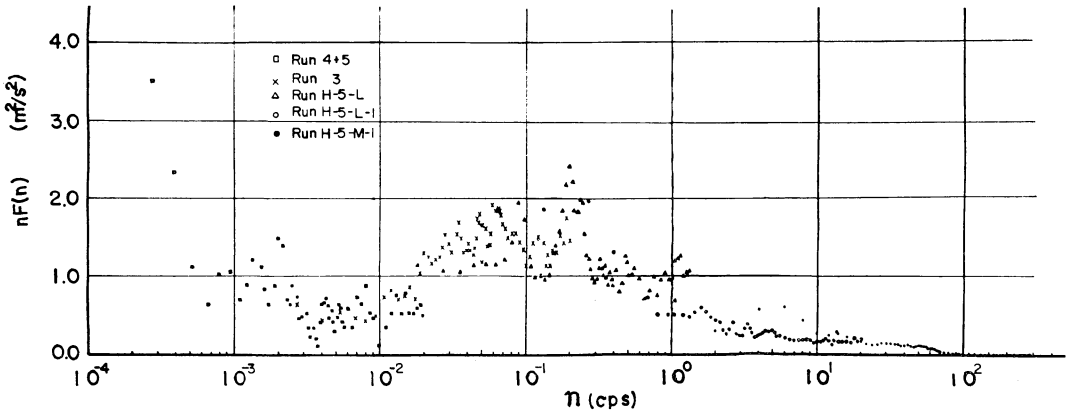
風が強く波浪の高いとき、母船から海上におろすときに困難性がともなうので、ケーブルおよびその操作の仕方など改良の必要があろう。とにかく、ブイは固定点あるいは半固定点として、洋上観測には欠くことができない。比較的高い波浪にも安定したブイの開発に努力することが切望される。



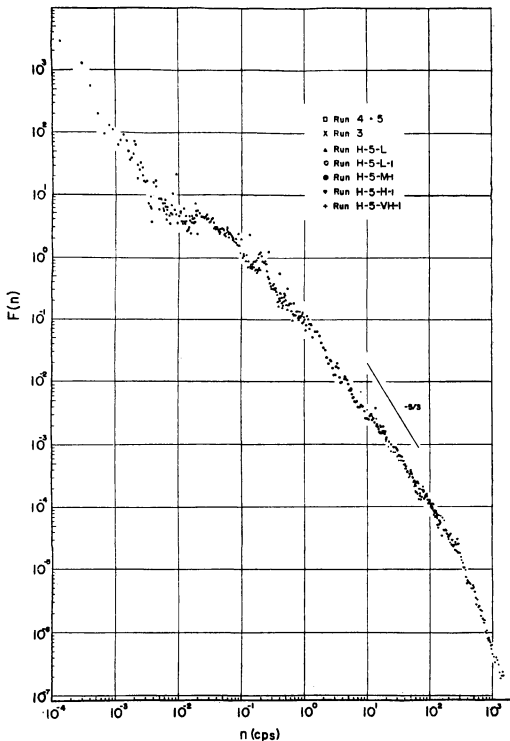
第5図 鹿児島大学の微気象観測用ブイ  
(昭和45年)

さて、昭和45年秋、鹿児島湾で行なわれた観測によって得た結果の一つはつぎのようである(第5図)。運動量の鉛直輸送が  $0.55 \text{ dyne/cm}^2$  以上のときには一面に白波が発生し、 $0.25 \text{ dyne/cm}^2$  以下のときには白波は消える。

**3.3 船舶での風速スペクトルの観測(京大, 東北大)**  
船体の影響の少ないと考えられる前部マストの上に京都大学はプロペラ型風速計と熱線風速計を、東北大学は3杯風速計を設置して低周期までのスペクトルを計算した。第6図に京都大学で得られた結果を示す。陸上で得



第6図 水平方向の風速変動のスペクトル



第7図 鉛直方向の風速変動のスペクトル

られた風速スペクトル(石崎ら, 1968)と類似しているが、この海上での結果では、いわゆるエネルギーギャップは  $10^{-3} \sim 10^{-2} \text{ Hz}$  程度で陸上で見られるものよりその幅が狭い。

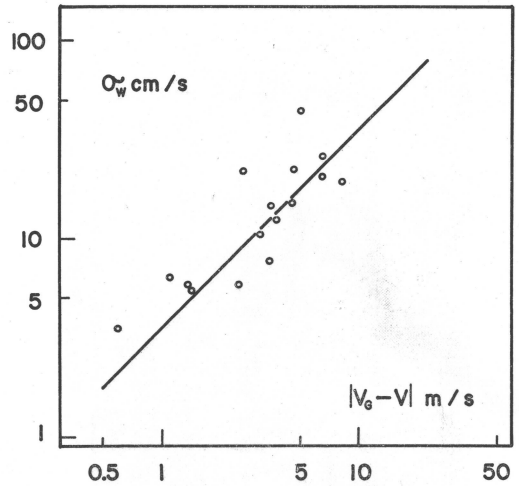
周波数の高い範囲の風速のスペクトルが第7図に示されている。これによると広い範囲にわたり慣性領域\*が成立していることがわかる(-5/3 乗に比例する領域全体ではないが)。この慣性領域の性質を利用すれば乱れのエネルギーの逸散率\*が計算される。これとは別に、逸散スペクトル\*を作り、これを積分することによって逸散率を計算する方法もある。京都大学では後者の方法によって結果を出している。乱流エネルギーの逸散率は乱流の性質を示す基本的な量であり、ある仮定をすれば運動量フラックス\*が計算される。

上のように、乱流構造の法則(慣性領域などの性質)を用いて変動量を処理し、物理量のフラックスを推定する方法は、今後、測定方法および資料処理方法の発達にしたがって一段と有力なものとなるであろう。

最近、水蒸気のフラックスが水蒸気変動の分散スペクトル密度と平均風速とに比例することがわかって来た(Yelagina and Koprov, 1971)。熱のフラックスについても同様なことがいえるであろう。この種の方法をもっと開発する必要がある。



第8図 白鳳丸上での係留気球観測 (昭和45年夏)



第9図 高度200~500mにおける鉛直風速の標準偏差  $\sigma_w$  と速度欠損  $|V_G - V|$  との関係 ( $V_G$  はパイロットバルーンで観測した高度1 kmの風速,  $V$  は観測高度での風速)

3. 4 大気境界層の構造に関する観測 (公害資源研)

大気拡散の問題と関連して大気境界層の構造を明らかにするため勢力的な野外観測を行なった。そのため2種類の特殊ラジオゾンデが開発された。一つは3杯風速計と通風乾湿計によって風速、温度、湿度のプロファイルを観測するもので、他はパイペーン (鉛直方向にも動く風向計)、軽量の小型3杯風速計、サーミスター温度計によって風速と温度の変動を測定することができる (Yokoyama, 1969)。両方とも係留気球に取り付けて地上500m以上まで上げられる。なお、白鳳丸上にもこの係留気球が用いられた (第8図参照)。

また、東京の北郊、川口市にあるNHK送信塔の高さ45, 180, および313mに超音波風速温度計を設置した。それによって、それぞれの高度における3次元の風速変動と温度変動が測定された。

これまで得られた結果の一部をあげよう (Yokoyama, 1971)。接地層においては、鉛直方向の風速変動の標準偏差  $\sigma_w$  が中立の安定度では摩擦速度  $V_*$  (摩擦応力\*の平方根に比例する速度の次元をもつ量で高さに関係) に比例する。そのとき摩擦速度は平均風速  $U$  に比例するので、結局  $\sigma_w$  は  $U$  に比例する。さて係留気球の観測結果によると、地上高度150mまでは上の比例関係が成立するが、200m以上ではもはや成り立たない。高度200mから500mの間で速度欠損法則が成立するように

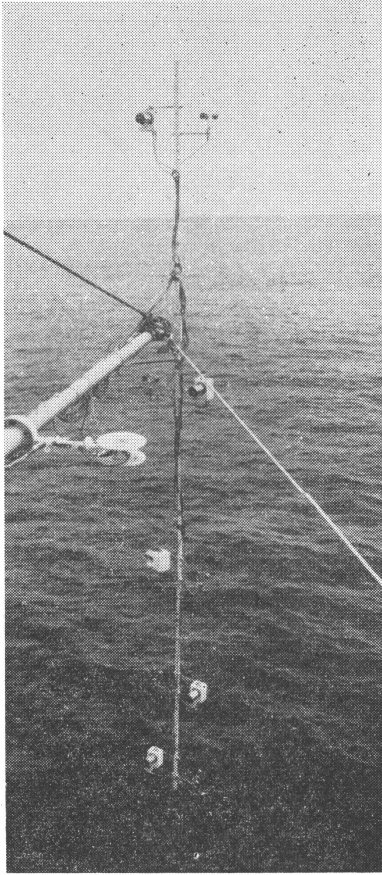
思われる (第9図参照)。このように都市の郊外では、安定度が中立のとき接地層の上限は100mから200mであることがわかる。また接地層の上の層でも、その高さでの摩擦速度  $V_*(z)$  を用いれば、 $\sigma_w$  は  $V_*$  に比例することがわかった。

今後の問題としては、現在の係留気球が地上風速が10m/sでは上げるのがむずかしい。気球の形を改良したり、上げ方をくふうすることによって、もっと風速の強いときでも安定で容易に上げられるようにしたいものである。また空中における気球の振動、それによる計測部の動きは観測誤差を生じるので、その運動をよく調べる必要がある。

3. 5 船上での風速、温度および湿度のプロファイル観測 (気象研, 気象庁)

研究船白鳳丸の船首に長さ10mのブームを取り付け、その先端に鉛直ポールを立て、平均海面上4, 5, 6.25, 8および10.25mの高さに小型3杯風速計とサーミスター通風乾湿計が設置してある (第10図参照)。このようにして風速、温度および湿度のプロファイルが連続観測された。船の動揺についての信号は東京大学グループからもらい、測器の海面からの高さの補正が実施された。

観測の結果の一部としては、風が弱いとき風速のプロファイルは対数法則に従うが、風が強いと5mと8mの高さで対数法則からはずれて風速が強くなっている。ま



第10図 船首ブームに設置された3杯風速計と通風乾湿計

た、前部マストに設置した測器による観測資料をも考慮すると、西太平洋の初夏、高気圧でおおわれた晴天の洋上気象の代表は次のようである。気温は海面上9m以上では等温、比湿は海面付近から9mの高さまで急激に減少し、それ以上ではほぼ対数法則で減少している。

さて、船首ブームに測器を取り付ける操作が荒天の場合、困難であるので何らかのくふうが必要であろう。風の強い場合、海面上、数mの高さで風速が対数法則よりも強くなっていることが観測されているが、いつもそうであろうか。洋上の観測塔の観測資料などと比較検討し、そのときの波の高さやその伝播速度との関係を調べる必要がある。

### 3.6 洋上の乱流特性観測など(防災センター)

国立防災科学技術センターでは平塚沖に設立された観測塔を利用して、風速および波高の変動を観測した。そ

れにより水面上で、波によって誘起される風速変動を調べた(Kondo et al., 1972)。ごく水面に近い層( $C > U$ ,  $C$ は波の速度,  $U$ は平均風速)では波の峰で風速が弱く谷の上では強い。しかし高度をまして $U$ が $C$ の1.2~1.5倍の層では、誘起された風速成分はなくなる。さらに上層では位相は逆転し、波の峰の少しまでで強風域があり、もっと高度をましていくと波の峰のま上に強風域があらわれる。

また、洋上ばかりでなく地表面のごく近くの層の研究を行ない、気層が非常に安定であるときには放射冷却を考慮しなければならないことを示した。したがって、総体的に、境界面の近くの層ではフラックス一定として扱っているが、非常に安定である場合や非常に不安定であるときには、取り扱いに注意が必要である(Kondo, 1971)。

洋上の観測塔を利用した研究観測は安定して作業ができる大きな利点がある。船舶その他を利用した洋上観測をする場合の基準となるべきものと考えられる。そのため、地道な基礎研究であるが、関係研究者が共力していっそう活発に活動してもらいたいものである。

### 3.7 その他の項目

つぎに、いままで触れなかった項目について簡単に記す。

#### (1) 船上での波高観測(東大海洋研)

船首ブームに超音波波高計を設置し、動揺計と船に設置されている電子計算機によって実時間的に信号を処理して、波高を記録あるいは統計処理を行なった(Taira et al., 1971; 第4図参照)。

#### (2) 赤外線放射温度計での海面温度観測(東大海洋研)

赤外線放射を利用した温度計によって、蒸発に直接関係する海面の表皮温度を、海面を乱すことなく離れたところから測定することができる(Ogura et al., 1969; Kimura and Misawa, 1970)。この温度計を船舶に設置して広い海域の温度分布を観測した。

#### (3) 海上における水滴の生成とその海面蒸発におよぼす影響(京大)

風波のくずれと波高、摩擦速度との関係、海水滴の鉛直分布などが調べられた。海面からの蒸発には非常に重要な問題である。鳥羽(1970)が総合報告的な形で紹介している。参照されたい。

### 4. 今後の問題とむすび

最近、測定技術および測定資料の処理技術が非常に進歩したので、これらがわれわれの研究にも大いに取り入

れられるようになった。たとえば、風速や温度の変動測定には、わが国で開発されたパルス式超音波風速温度計が野外実験に実用として使用され、渦相関法\* による各種フラックスの観測などに大きな役割を果たしている。これも同様に、わが国で開発された特殊ラジオゾンデを係留気球に取り付けて、地上500m くらいまでの気層の構造を比較的容易に知ることができるようになった。

また、船内設置の電子計算機によって、洋上観測の資料を実時間で処理し、結果をタイプに打ち出すことができるようになった。これは非常に恵まれている場合であるが、これとは別に、比較的簡単な装置で携帯可能なアナログ計算機が、野外でのある種の観測資料の実時間処理に使用されている (Mitsuta and Hanafusa, 1971)。

このようにして、陸上あるいは海上において大気境界層の観測が詳細に、しかも連続的に行なえるようになった。その上、各研究機関が有機的に共力して観測できる態勢にあると考えられる。しかし、一方でまだ開発すべき分野が多くあることは、各観測項目のところでも述べた。いま総じていえば次のようになる。

(1) 荒天の日でも観測できる測器および観測方法の開発

これまでは比較的静穏な天気のときの野外観測が多かった。AMPEX では南西諸島海域で真冬に観測を行なうことになっている。是非この開発が必要である。

(2) 簡単で比較的精度の高いフラックス測定法の開発

風速、温度あるいは湿度の変動を正確に測定し、渦相関法\* でフラックスを出す方法は直接測定であり最良のものではあるが、装置が複雑で高価である。

広い海域でフラックスの分布を調べようとする場合には、簡単な装置を多数配置する必要がある。それで海面状態を考慮に入れて、もっと精度の高いバルク法\* などの開発が緊急の問題である。そのためには、洋上の観測塔などを利用して、各種のフラックス測定のための比較観測をしなければならない。

(3) 測器の設置場所の検討

野外観測を行なう場合、測器の感部がなるべく広い範囲の代表値をあらわす地点に設置される必要がある。船上で観測する場合の問題は既に述べた。陸上あるいは海岸に観測点を選定する場合にも、解決

すべき問題が多い(たとえば、塔を立てる位置、測器を取り付ける高さなど)。ここで参考となるのは、内部境界層の発達や局地風の研究である。

(4) 航空機利用の観測法の開発

この報告ではこれまで触れなかったが、ヘリコプターや軽飛行機を利用しての乱流測定が、わが国でもごく最近行なわれるようになった。チャーターした飛行機ではきわめて限られた観測しかできないであろう。AMTEX などの広い海域での境界層全体の構造を知るには、飛行機観測はもはや欠かすことはできない。海外では非常に発達しているので、遅ればせながらわが国のこの分野での急速な開発が切望される。

さて、水平方向に一樣な場所での接地層の乱流構造、したがって輸送機構は相当わかって来た。しかし、その上のエクマン層や、複雑な境界面の場合には、その構造についてもほとんど知識がない。それは観測資料がまだきわめて少ないのと、理論的にも実験的にも学問分野の境界領域にあるためと思われる。近接の学問分野(たとえば、対流を扱っている分野、波浪を扱っている分野)との共力が是非とも必要である。

ちょうど1年まえ、倉敷市にある岡山大学農業生物研究所において地空相互作用のシンポジウムが開かれた。これは、文部省科学研究費特定研究の『大気と地表面の相互作用』研究班、日本学術会議地球物理学研究連絡委員会小委員会 GARP の地空相互作用部会、および日本気象学会関西支部の共催によるものがあり、筆者は司会をつとめた。その後、AMTEX の研究会議と東京大学海洋研究所における『海上大気の実験計測に関するシンポジウム』で、上記シンポジウムの内容をまとめて紹介した。この解説はそれによったものである。

おわりに、図や写真の準備などでとくに、気象研究所根本茂、京都大学防災研究所光田寧、東京大学海洋研究所竹田厚の諸氏にお世話になった。ここで感謝の意を表したい。

引用文献

石崎潑雄, 光田寧, 花房竜男, 1968: 風速変動の長周期成分について. 京都大学防災研究所年報, 第11号, A489-497.  
 Kimura, R. and N. Misawa, 1970: Observation of sea surface temperature by an infrared radiation thermometer. J. Oceanogr. Soc. Japan, 26, 22-37.  
 国立防災科学技術センター, 1970: 川口大気拡散実



- 験資料 (防災科学技術研究資料, 第11号), 40pp.
- Kondo, J., 1971: Effect of radiative heat transfer on profiles of wind, temperature and water vapor in the atmospheric boundary layer. *J. Meteor. Soc. Japan*, **49**, 75-94.
- Kondo, J., Y. Fujinawa and G. Naito, 1972: Wave-induced wind fluctuation over the sea. *J. Fluid Mech.*, **51**, 751-771.
- Mitsuta, Y., 1966: Sonic anemometer-thermometer for general use. *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 12-24
- 光田 寧, 1971: 超音波風速温度計とその大気境界層研究への応用. *天気*, **18**, 377-385.
- Mitsuta, Y. and T. Hanafusa, 1971: On the analog data analyser for the study of turbulence in the boundary layer in the atmosphere. (to be published)
- Ogura, Y. and A. Takeda (ed.), 1969: Preliminary Report of Hakuho Maru Cruise, KH-69-3. *Ocean Res. Inst., Univ. of Tokyo*, 63pp.
- Ogura, Y., A. Takeda, Kimura, K. Taira and S. Nakai, 1969: Survey of sea surface temperature of the Tsushima Warm Current with seaborne and airborne radiation thermometer. *J. Meteor. Soc. Japan*, **47**, 310-318.
- Taira, K., A. Takeda and K. Ishikawa, 1971: A shipborne wave-recording system with digital data processing. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **27**, 175-186.
- 竹内清秀, 1968: 輸送理論. 北陸豪雪調査報告 (気象庁技術報告, 第66号), 400-407.
- 鳥羽良明, 1970: 海面境界過程. *海洋物理 I (海洋科学基礎講座 1)*, 145-263. 東海大学出版会 (東京).
- Yelagina, L. G. and B. M. Koprov, 1971: Measurement of turbulent humidity fluxes and their frequency spectra. *Izv., Atmospheric and Oceanic Physics*, **7**, 115-120 (Engl. transl., 83-85).
- Yokoyama, O., 1969: Measurement of wind fluctuations by a vane mounted on the captive balloon cable. *J. Meteor. Soc. Japan*, **47**, 159-166.
- Yokoyama, O., 1971: An Experimental Study on the Structure of Turbulence in the Lowest 500 Meters of the Atmosphere and Diffusion in It. *National Res. Inst. for Pollution and Resources*, 118pp.

## 付録 観測のため予備知識

### A 1. はじめに

本文では, 各種物理量の輸送などについて最近行なわれた観測について述べた。観測をするには, その基礎に明確な理論があるはずである。この付録では輸送理論をごく簡単に記す。ただし, 接地層の乱流理論に基づくものである。つまり海面または地表面 (境界面とよぶ) から数10mの気層で起こる輸送であり, しかも境界面が平坦んで気層が水平に一様であり, 現象は定常であるとする。そうすると物理量のフラックス (流束ともいう。単位時間に単位面積を通過しての移動) は, 高さに関係に一定となる。

輸送問題を扱うには, もちろん分子運動によるものも考えなければならないが, 乱流による輸送に比べると一般に3~4けた小さい。それで, 境界面のごく近くの薄い層を除けば分子の運動による輸送は無視できる。

ここで, 輸送についての主な観測方法の原理を述べよう。

### A 2. 渦相関法

いま風の水平成分の運動量の鉛直輸送を考える。単位体積の空気の水平成分の運動量は  $\rho u$  であるから,  $dt$

時間に水平な単位面積を通しての鉛直輸送は  $\rho uw' dt$  である。ここに,  $\rho$  は空気の密度,  $u$  は水平平均風向の風速,  $w'$  は鉛直方向の風速変動である。ここで時間的平均をとり,  $\overline{w'} = 0$  であることを考慮すれば, 単位時間の鉛直輸送 (つまりフラックス) は  $\rho \overline{w'u'}$  となる。この値は負であって, 下向きであることを示す。そして, これが境界面における摩擦応力  $\tau$  とつりあっている。  $\tau$  は普通には正の値で表わすので, つぎの式が成り立つ。

$$\text{摩擦応力} \quad \tau = -\rho \overline{w'u'} \quad (\text{A2.1})$$

顕熱および水蒸気の場合には, もっと簡単に次の式が得られる。

$$\text{熱のフラックス} \quad H = c_p \rho \overline{w'T'} \quad (\text{A2.2})$$

$$\text{水蒸気のフラックス} \quad E = \rho \overline{w's'} \quad (\text{A2.3})$$

ここに  $c_p$  は空気の定圧比熱,  $T$  および  $s$  はそれぞれ気温および比湿であり, ダッシュは平均値からのずれをあらわす。

上のように, 風速や気温, 比湿の変動を測定し, それらの積をとって時間的平均をとれば, フラックスが計算される。この方法の特徴は, なんらの仮定をも使わないことで, ほかのフラックス観測の基準となるものである。

る。

**A 3. プロファイルを利用する方法 (空気力学的方法およびバルク法)**

(1) 運動量のフラックス

運動量に関する乱流拡散係数を  $K_M$  とすれば、定義によって次のように書かれる。

$$\tau = \rho K_M \frac{\partial U}{\partial z} \tag{A3.1}$$

これを速度のスケール  $V_*$  で表わすのが便利なが多い。つまり

$$\tau = \rho V_*^2 \tag{A3.2}$$

この  $V_*$  は摩擦速度とよばれる。

さて風速のプロファイル (時間的平均値の鉛直分布) はつぎのように表わされることがわかっている。

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{V_*}{kz} \varphi(\zeta) \tag{A3.3}$$

ここに  $\varphi(\zeta)$  は  $\zeta$  に関する普遍関数、 $k$  はカルマン定数 (ほぼ 0.4)、 $\zeta$  はつぎの式で定義され、高さ  $z$  での安定度を示す。

$$\zeta = \frac{z}{L}, \quad L = -V_*^3 / \left( \frac{kg}{T} - \frac{H}{c_p \rho} \right) \tag{A3.4}$$

ここに  $g$  は重力の加速度である。さて、 $\varphi(\zeta)$  はつぎの式で表わされることが大体わかっている。

$$\varphi(\zeta) = \begin{cases} 1 + \alpha |\zeta|, & \alpha \approx 6 & |\zeta| \ll 1 \\ -\frac{C}{3} \zeta^{-1/3}, & C \approx 1 & \zeta \ll -1 \\ C' \zeta & & \zeta \gg 1 \end{cases} \tag{A3.5}$$

なお、(A3.1)~(A3.3) 式から  $K_M$  はつぎのように書かれる。

$$K_M = k V_* z / \varphi(\zeta) \tag{A3.6}$$

さて、摩擦応力  $\tau$  は、(A3.2) と (A3.3) から、つぎのように表わされる。

$$\tau = \rho V_*^2 = \rho \left[ kz \frac{\partial U}{\partial z} / \varphi(\zeta) \right]^2 \tag{A3.7}$$

いま気層が中立の場合、つまり  $\zeta = 0$  のときには、(A3.5) を考慮すればつぎの式が得られる。

$$\tau = \rho k^2 \left( \frac{\partial U}{\partial \ln z} \right)^2 = \rho k^2 \frac{(U_2 - U_1)^2}{[\ln(z_2/z_1)]^2} \tag{A3.8}$$

ここに、 $U_2$  と  $U_1$  はそれぞれ高さ  $z_1$  と  $z_2$  における平均風速である。もし、この2つの高さを境界面近くに選べば、浮力の影響は少ないので中立に近いと考えられる。

以上のように、空気力学の式を用いるので、空気力学的方法という。気層が中立でないときは、(A3.7) 式からわかるように  $\varphi(\zeta)$  を含み複雑となる。

一方、摩擦応力は抵抗係数  $C_D$  を用いると、定義によりつぎのように表わされる。

$$\tau = \rho C_D U^2 \tag{A3.9}$$

非常に簡単な式のように見えるが、 $C_D$  の値がまだはっきりわかっていない。境界面のようなすや気層の安定度などによって変化するはずである。

(2) その他の物理量 (顕熱や水蒸気など) の輸送

上にのべた (A3.1) 式と同じように、熱および水蒸気のフラックスは、それぞれの乱流拡散係数、 $K_H$  および  $K_E$  を用いるとつぎの式が成り立つ。

$$H = -c_p \rho K_H \frac{\partial \Theta}{\partial z} \tag{A3.10}$$

$$E = -\rho K_E \frac{\partial \bar{s}}{\partial z} \tag{A3.11}$$

ここに、 $\Theta$  は温位であり、気温  $T$  との間に近似的につぎの式が成立する。

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial x} + \Gamma \tag{A3.12}$$

$\Gamma$  は断熱減率である。

さて、例を水蒸気のフラックスの式 (A3.11) にとつて考えよう。(A3.11) 式を変形し、(A3.3) 式および (A3.6) 式を使えばつぎの式が得られる。

$$E = -\rho \frac{K_E}{K_M} \frac{\partial \bar{s}}{\partial z} K_M = -\rho k^2 \frac{K_E}{K_M} \frac{\partial U}{\partial \ln z} \frac{\partial \bar{s}}{\partial \ln z} \frac{1}{\varphi^2(\zeta)} \tag{A3.13}$$

気層が中立であれば、 $K_E = K_M$ 、 $\varphi(0) = 1$  であるから、

$$E = -\rho k^2 \frac{\partial U}{\partial \ln z} \frac{\partial \bar{s}}{\partial \ln z} = -\rho k^2 \frac{(\bar{s}_2 - \bar{s}_1) (U_2 - U_1)}{[\ln(z_2/z_1)]^2} \tag{A3.14}$$

この最後の式はソーンスウェイト・ホルツマンの式として知られている。

一方、(A3.1) 式と (A3.11) 式からつぎの式が得られる。

$$E = -\tau \frac{K_E}{K_M} \frac{\partial \bar{s}}{\partial z} / \frac{\partial U}{\partial z} \tag{A3.15}$$

これに抵抗係数  $C_D$  の式 (A3.9) を用いれば、つぎの式が得られる。

$$E = -\rho C_D U^2 \frac{K_E}{K_M} \frac{\partial \bar{s}}{\partial z} / \frac{\partial U}{\partial z} \tag{A3.16}$$

この式を境界面付近で適用すると、気層は中立と考えられるので、 $K_E = K_M$  である。微分を差分でおきかえると、つぎの式を得る。

$$E = \rho C_D (\bar{s}_0 - \bar{s}_1) U_1 \tag{A3.17}$$

ここに添字 0 は  $z_0$  (境界面の粗度を表わし、 $z = z_0$  で  $U = 0$  となる) の高さでの値を示す。これが一般にバル

ク法といわれるものである。ここで注意すべきことは、 $\bar{s}_0$  は境界面のすぐ上の比湿  $\bar{s}_s$  ではないということである。ジェイコブスは、(A3.17) の式で  $\bar{s}_0$  の代りに  $\bar{s}_s$  を使い、 $U_1$  および、 $\bar{s}_1$  に高さ 10 m の値を使って、 $C_D = 0.0022$  を得た。まえにも述べたように、いろいろな条件で  $C_D$  の値を確立することが切望されている。

なお、中立でない安定度の場合の  $K_E/K_M$  および  $K_H/K_M$  をはっきりさせたいものである。

#### A 4. 乱流構造の法則を利用する方法

コルモゴロフの仮設によれば、乱流の統計量は、乱流エネルギーの逸散率  $\varepsilon$  だけできまる慣性領域が存在する。これまでの野外観測によって、多くの研究者がこの領域の存在を確認している。

いま構造関数  $D_u(r)$  をつぎのように定義する。

$$D_u(r) = \overline{[u(x+r) - u(r)]^2} \quad (\text{A4.1})$$

ここに、 $r$  は  $x$  軸上にとった距離である。もし慣性領域が成立するとすれば、次元解析からつぎの式が得られる。

$$D_u(r) = c_1 \varepsilon^{2/3} r^{2/3} \quad (\text{A4.2})$$

$c_1$  は定数であり 1.4 くらいの値をとる。

また、乱流のエネルギー密度を  $E(\kappa)$  とすれば、この領域ではつぎの式が成立する。

$$E(\kappa) = c_2 \varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3} \quad (\text{A4.3})$$

ここに、 $\kappa$  は波数、 $c_2$  は 0.47 くらいの値をとる定数である。

一方、気層が中立ではもちろん、安定度の比較的ひろい範囲でつぎの式が成りたつといわれている。

$$\varepsilon = \frac{V_*^3}{kz} \quad (\text{A4.4})$$

したがって、この式と (A4.2) 式あるいは (A4.3) 式とを組みあわせることにより、構造関数あるいはエネルギー密度の観測から  $V_*$  あるいは  $\tau$  を求めることができる。

上の議論とは別に、乱流が局所的等方性である場合(上の慣性領域より範囲が波数の高い方にのびている)、つぎの式がなりたつ。なお右辺の被積分関数を逸散スペク

トルという。

$$\varepsilon = 2\nu \int_0^\infty \kappa^2 E(\kappa) d\kappa \quad (\text{A4.5})$$

ここに  $\nu$  は空気の動粘性係数である。したがって広い波数範囲でエネルギー密度を観測すれば、 $\varepsilon$  したがって  $V_*$  などを計算することができる。

これらの方法は波数の高い領域での測定であるから、船の動揺などの低い振動による影響は受けにくいという特徴がある。

#### A 5. エネルギー収支による方法 (あるいは熱収支による方法)

境界面においてエネルギー保存の法則を適用すると、つぎの式が得られる。

$$R = H + G + L_E E \quad (\text{A5.1})$$

ここに、 $R$  は純放射量、 $G$  は境界面を通して下方に輸送される熱量、 $L_E$  は水単位質量についての蒸発潜熱である。 $R$  は純放射計で測定されるが、まだ多くの問題があるようである。 $G$  は、境界面が地面の場合、熱流計や地中の温度分布から推定される。

いま、つぎの式で定義されるボーエン比  $B$  を導入する。

$$B = H / (L_E E) \quad (\text{A5.2})$$

すると (A5.1) 式および (A5.2) 式から、つぎの式が得られる。

$$E = \frac{R - G}{L_E (1 + B)} \quad (\text{A5.3})$$

および

$$H = \frac{R - G}{1 + 1/B} \quad (\text{A5.4})$$

したがって、 $R$  および  $G$  が観測され、ボーエン比がわかれば、 $E$  および  $H$  が算出される。(A5.3) 式および (A5.4) 式からわかるように、 $B$  が小さい場合  $E$  は比較的精度高く推定でき、 $B$  が大きいときには  $H$  の推定値は比較的正確である。