

# 海面上の境界層の研究\*

—気象学会賞受賞記念講演—

近 藤 純 正\*\*

## 1. はしがき

海上の境界層の研究を行うようになった動機は湖面蒸発の研究において、蒸発皿からの蒸発と自然の湖面からの蒸発の特性に本質的な違いが見つかった事にある。この違いを明らかにし、大気・海洋間を輸送される各種エネルギーフラックスをよりよく評価しようとして始めたのがこの研究である。

はじめに、海面上の境界層の研究の必要性を概観し、そのあとで、いくつかの得られた成果を述べていきたい。

## 2. 大気・海洋間のエネルギー輸送

大気と海洋間のエネルギー交換を全地球的規模で眺めてみることにしよう。第1図は、Budyko (1956) がとめた、海洋表面における各種熱収支項の年平均値の緯度分布である。図中の  $R$  は海面が受ける正味の放射量(日射及び長波放射を合計した net flux) を示し、低緯度で1日当たり約 300 ly となっているが、高緯度になるにつれてだいにすくなくなっている。エネルギーバランスからすると、海面が受けたこの放射エネルギーは何らかの形のエネルギーに変換され、失われなければならない。それは蒸発のエネルギー  $LE$ ・対流によって大気へ直接運ばれる顕熱  $H$ ・更に海流によって他の海域へ流出する海流熱である。図から見て明らかな如く  $R$  の大部分は  $LE$  に変換されている。海流による熱は低緯度で正、高緯度で負の値であるが、これは海流によって熱が低緯度から高緯度へ運ばれていることを示すものである。

ところで、個々の海域について上と同様の事を調べてみると、熱収支は大いに異なる。例えば、冬の東支那海の黒潮域では、海流熱と蒸発熱と顕熱の3つではほぼバラ

ンスが成立し、放射熱はそれらに比較して微量量となっている。

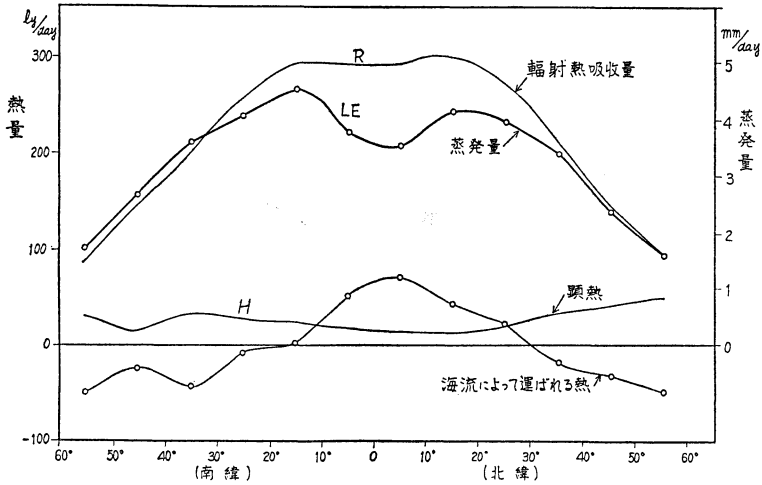
ここで見た各エネルギーは結局、大気運動や海洋運動の源になるであろうし、また逆に、大気や海洋運動が各エネルギーの配分の仕方を変えているであろう。これはいわゆる大気と海洋の相互作用であって多くの人々の関心を集めている。

大気と海洋の相互作用の機構をより良く理解するために様々な方面から研究が進められている。その一つに、海面境界層内における輸送過程を明らかにすることがある。この研究をわれわれが行うようになった動機の一つが第2図に示されている (Yamamoto・Kondo, 1964)。この図の縦軸は蒸発速度、横軸は水面上の 30 cm 高度における風速である。黒印は直径 120 cm の大型蒸発皿からの蒸発の観測値、太い実線は有限な平らな水面からの蒸発量の理論予想値で蒸発皿からの蒸発に対応する。この曲線は風速の1乗以下のベキに比例する関係を示している。これに対し、白丸印はあとで述べる空気力学的方法でもとめた湖面蒸発量である。いわゆる風速や比湿の鉛直分布を観測して得られたものである。詳細は省略するが、蒸発皿からの蒸発と湖面蒸発の本質的な違いを見ることができる。風速が  $4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  以上になると、湖面蒸発は蒸発皿からの蒸発をはるかに上まわるようになる。この事は換言すれば、広い水面上では乱流輸送がいちじるしく活発になる事を示している。また別の言い方をすれば、広い水面の空気力学的な意味での粗度が蒸発皿の水面の粗度(この上の流れは、風が相当強くなっても滑面流と見なされる)よりも大きくなることを示している。

蒸発量をもとめる方法を後まわしにして、結果だけを先に云ってしまったので、ここでそれを簡単に示しておこう。接地層における風速鉛直シアー、気温傾度及び比湿傾度は地表面に近いほど大きく、高さと共に減少し、

\* Study on the atmospheric boundary layer over the ocean.

\*\* J. Kondo, 東北大学理学部地球物理学教室



第1図 海洋表面における各種熱収支項の平均値の緯度分布 (Budyko, 1956).

高度  $Z$  に大体逆比例することが知られており、それぞれ、

$$-\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \phi_m \dots\dots\dots (1)$$

$$-\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{H/C_p \rho}{ku_* z} \phi_h \dots\dots\dots (2)$$

$$-\frac{\partial q}{\partial z} = \frac{E/\rho}{ku_* z} \phi_w \dots\dots\dots (3)$$

であらわされる。ただし、

$$u_*^2 = \frac{\tau}{\rho} = -\overline{w'u'} \left( = K_m \frac{\partial u}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (4)$$

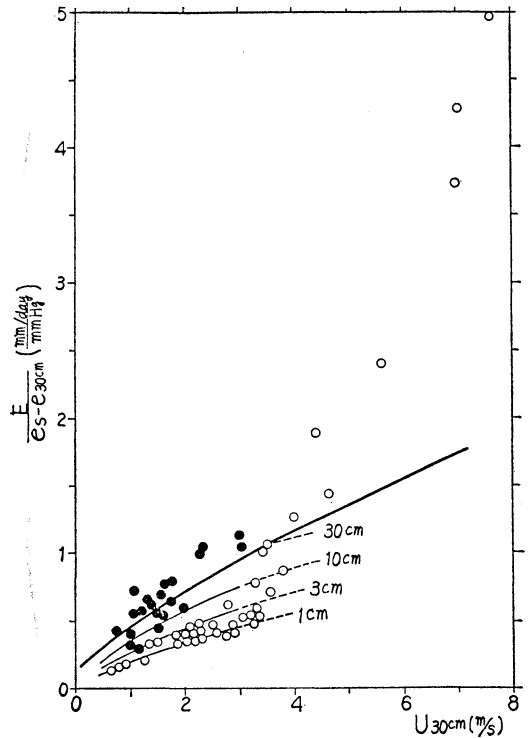
$$\frac{H}{C_p \rho} = \overline{w'T'} \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{E}{\rho} = \overline{w'q'} \dots\dots\dots (6)$$

$\tau$  は地表面に働くせん断応力、すなわち風の乱れによって水平方向の運動量の下向き輸送量、 $H$  は顕熱、 $E$  は蒸発量、 $k$  はカルマン常数、 $K_m$  は拡散係数、 $\phi$  は大気の安定度によって変化するが、等温の中立成層と見なされる時は1に近い値である。以後、話を簡単にするため、すべて中立の時についてのみ考えることにしよう。その様な場合、式(1)を積分すると、

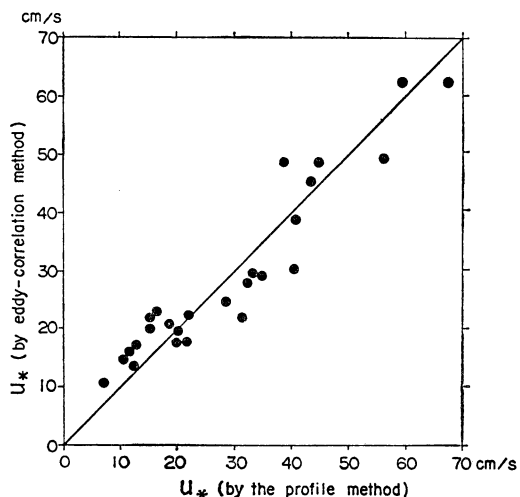
$$\frac{ku}{u_*} = \ln \frac{z}{z_0} \dots\dots\dots (7)$$

を得る。 $z_0$  は積分常数で、いわゆる力学粗度であるが、風速の鉛直分布の観測から決められる。 $z_0$  が大きいと  $u_*$  が大きくなるので応力(摩擦)が大きい事になる。カルマン常数  $k$  は風速鉛直分布と  $u_*$  の測定(後述)か



第2図 大型蒸発皿からの蒸発速度と風速の関係(黒印と太い実線)。白丸印は湖面蒸発量についての関係を示す。

ら常数としてあらかじめ知られているので、風速の鉛直分布を観測すれば、上の式から  $u_*$  あるいは  $\tau$  が求められる。



第3図 渦相関法で求めた海面の摩擦速度(縦軸)と空気力学的方法で求めた値(横軸)との比較。

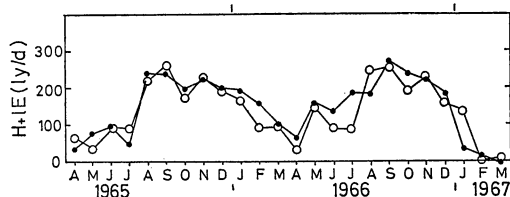
式(7)と同形のものが気温や比湿についても得られ、 $H$ や $E$ も気温や比湿及び風速の鉛直分布から求めることができる。この様な flux の求め方を空気力学的方法と呼んでいる。

一方、風が及ぼすせん断応力は運動量の鉛直輸送量に等しいので式(4)から分る様に  $\tau$  は風速変動の  $z$  成分 ( $w'$ ) と  $x$  成分 ( $u'$ ) の相関から求める事も出来るが、これを渦相関法と云う。その他、地表面に置かれた偽造地面が受ける摩擦応力を drag meter で測る方法もある。カルマン常数はこの2つの方法のいずれかで測定された  $u^*$  及び風速鉛直分布の観測を式(7)に用いて決定される。

熱に対しては、drag meter に相当するものはないが、その代り、熱収支の方法もある。

第3図は山本・近藤・安田・西宮(1967)による結果で、渦相関法によって観測した  $u^*$  (縦軸) と空気力学的方法でもとめた  $u^*$  (横軸) の比較を示したものである。また第4図は野尻湖における蒸発の潜熱と顕熱の和 ( $LE+H$ ) の1カ月毎の平均値の2カ年間にわたる変化で、空気力学的方法によるもの(白印)と熱収支の方法で得たもの(黒印)を比較してある(Yamamoto・Kondo, 1968)。

上で述べたように、水面から大気に輸送される flux は原理的には観測によって求まり、図で示されたパラッキの程度の誤差で知る事ができる。しっかりしたプラットフォームで注意深い観測さえやれば求まるが、また別



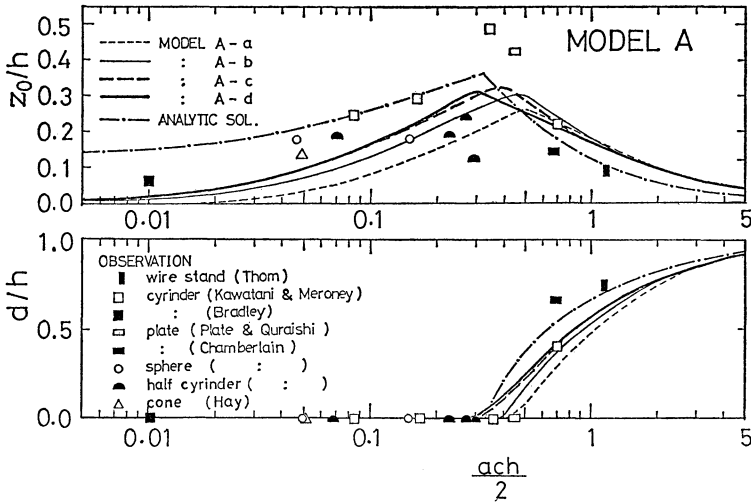
第4図 野尻湖においてもとめた蒸発の潜熱と顕熱の和の季節変化。白丸印は空気力学的方法によるもの、黒丸印は熱収支の方法によるもの。

の方面からの要求もある。それは flux を観測しない場所の flux はいくらかであるか? と云う場合も起る。そう云う要望に対して行のが、flux の parameterization である。これはレベルが一つ低いデータで flux を推定するという方法と云っても良い。この parameterization をやるには、輸送過程の内容を前もって調べる必要がある。flux の輸送はどう云う parameter で支配されているかと云う事が明らかにされれば、おのずから parameterization が出来上る事になるが、種々の parameter の内で最も重要なものを見つけ、できるだけ少ない parameter で flux を表現する事が可能なら parameterization が出来たことになる。そのために、海面上の乱流構造を当然調べなければならない。

### 3. 粗度

再び第2図に話をかえそう。風が強くなると、水面の蒸発速度が急激に大きくなるが、その原因なり機構を明らかにしたいと云う事に関心がむかう。

ところで、表面が動かない場合の、その上の流れに対する力学粗度  $z_0$  と実際の幾何学的な粗度  $h$  との関係は、すでに40年以上も前の Nikradse の実験やその他の実験から分かっており  $z_0$  は  $h$  に比例し、 $z_0/h \approx 0.1$  のオーダーである。その後、この比は粗度物体の個々の形やそれが表面に並べられた配列の仕方にも関係する事が実験的に知られている。第5図の上半分の図で、縦軸は  $z_0$  と  $h$  の比を、横軸は平面上に並べられた粗度物体の配列密度の無次元値 ( $ach/2$ ,  $a$  は粗度物体の空間面積密度、 $c$  は粗度物体の単独抵抗係数) を示している(Kondo・Akashi, 1976)。この図の意味することは、横軸の値が非常に小さい過疎配列の場合、 $z_0$  は小さい。ところが次第に密配列になると、個々の粗度物体の風に対する前面と後面側で生ずる圧力差の影響が効くようになり、全体として風に対する抵抗が大きくなってくる。すなわち  $z_0$  が増加する。しかし、ある適当な配



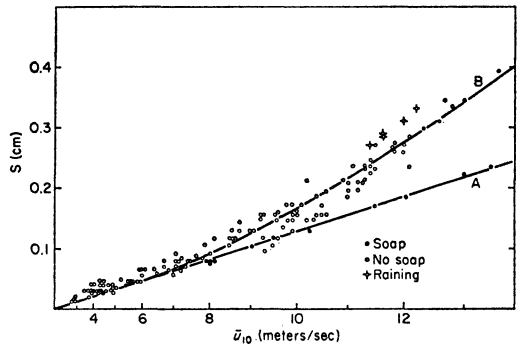
第5図 空気学的粗度と幾何学的な粗度の比  $z_0/h$  と無次元粗度配列密度との関係 (上半分の図). 下半分の図は地表面修正高度  $d$  に対する同様の関係。

列密度の値をすぎて、粗度物体が過密になると、それらが並んでいる空間内に eddy が自由にとび込めなくなってきて、あたかも粗度物体の上の流れは粗度のない平板上の流れの性質に再び近づいてくることを示している。

一方、水面上で測定された力学粗度を調べてみると、次の3つの事が云える。(1)  $z_0$  のオーダーは  $10^{-4}$  から  $10^{-1}$  cm である。(2) 短かな波長の波しか存在しない風洞水槽内で測定した  $z_0$  と大きな波長の波もある海上でもとめた  $z_0$  に顕著な差が見つからない。(3) 第6図に示された有名な実験がある (Van Dorn, 1953). この図の縦軸は風の吹き寄せによって出来た水面の傾斜で、水面抵抗の大きさと見なしてもよい。横軸は風速である。測定値はAとBの2つのグループに分かれ、Bは自然水面の場合、Aは水面に洗済をまいて微小波を消した場合で、波長の短い高周波の微細波が水面抵抗に顕著に効く事を示唆している。

表面が固体で動かない場合であろうと、水面の様に動く場合であろうと、その表面に突起した粗度によって生ずる抵抗は form drag (形状抵抗) あるいは pressure drag と呼ばれる。飛行機や自動車が流線形に作られるのはこの形状抵抗をすくなくするためのものである。

これまでに述べて来た事から、当面の研究の焦点は、次の3点に結ばれるであろう。まず(1)海面の力学粗度の正確な値は? (2)粗度をきめる海面波の有効周

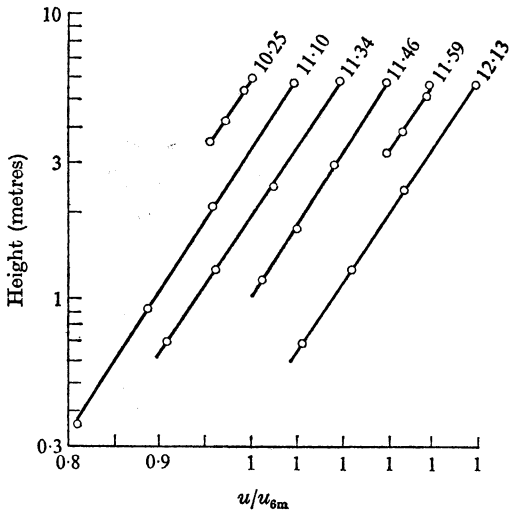


第6図 風の吹き寄せによって生じた水面傾斜と風速の関係 (Van Dorn, 1953).

波数成分の大きさは? (3) また、それは熱や水蒸気輸送にどう影響するか? という点である。

#### 4. 風速鉛直分布の観測

上記の疑問(1)を解明する方法は式(7)のところで述べた様に風速の鉛直分布を正確に観測すればよい。しかしながら、海上では陸上とちがって、もともと風速の鉛直シアーが小さいので、風速の僅かな観測誤差が結果を大きくかえる。例えば、 $z_0$  の真の値が仮に  $0.001$  cm であったとし、風速を測る高さが  $1$  m と  $10$  m の高度とする。この場合、 $1$  m の高度の風速計が  $10\%$  狂って風速が弱く測られたとすれば、得られる海面粗度は  $0.1$  cm となり  $2$  桁も大きくなる。これを  $10$  m の抵抗係数



第7図 風速の鉛直分布の例.

に直すと、定義によって、

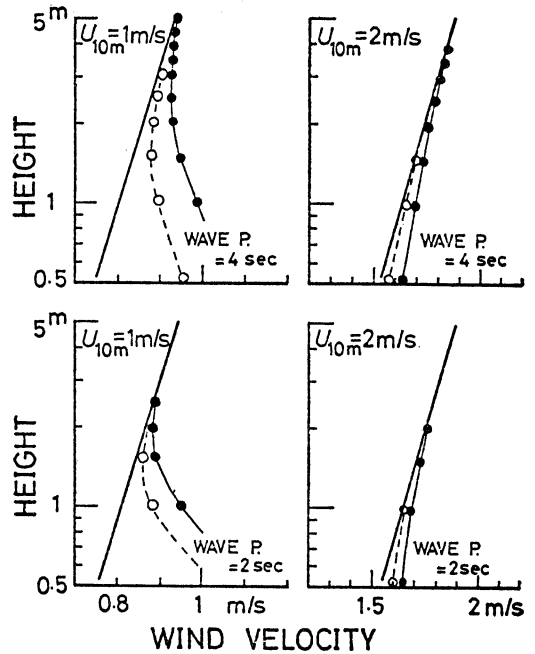
$$C_D = \frac{k^2}{(\ln z/z_0)^2} \dots \dots \dots (8)$$

であるから、真の値  $C_D = 0.84 \times 10^{-3}$  に対し見かけ上  $1.89 \times 10^{-3}$  となり、2.3 倍の値が観測される。すなわち、この値を使って flux を求めると 2.3 倍の過大値を与えることになる。

この例から分かる様に、水面上での風速勾配の観測に高い精度が要求される。しかし現実の海上においては観測上種々の困難性を伴なう。風速の鉛直勾配を正確に測る一つの方法として次の工夫が考えられる。即ち、適当な高度(例えば 0.5 m・1 m・2 m)に設置された、3 個の風速計を一つの支柱に連結して観測する。1 つの run が終了した後、直ちにその支柱全体を滑車で上の方へ引き上げて、上空(例えば 10 m)に取りつけた基準風速計と比較し、風速計の検定常数が変わっていないかどうかを絶えず調べる。観測時に 2 m の高さに設置されている風速計を 10 m に引き上げた時、0.5 m と 1 m に設置されていた風速計は 8.5 m と 9 m に引き上げられていることになる。その状態で風速を測ると、もともと 8.5~10 m の高度では風速のシアが 0.5~2 m に於けるよりも非常に小さいので、風速計が途中で狂っておればすぐに気がつく。第 7 図はその様にして得られた風速鉛直分布の例である (Kondo・Fujinawa・Naito, 1972)。なお、横軸目盛は 10:25 に対するもので、他は右方へ 0.05 づつずらしてある。

更に、注意しなければならない一つの例をあげよう。

1976年9月



第8図 波の上の真の風速鉛直分布が太い実線の時、見かけ上観測される分布(黒丸または白丸印)の例。

それは風速計が加速時と減速時でそのレスポンスにわずかな違いを持つ事から生じる、いわゆる廻りすぎ (Kondo *et al.*, 1971) の特性で風速測定に誤差を持つ。第 8 図は真の風速分布が仮に太い実線である場合に、response length = 5 m (風速が 5 m/s の時、追従時間が 1 秒)の風速計で測ると白丸(波の位相速度が水深 1 m の場合を仮定)または黒丸印(波の位相速度が水深 3 m の場合を仮定)の分布が見かけ上、観測される事を示したものである (Kondo・Fujinawa, 1972)。この様に風速分布に見かけ上の kink が現われることになる。こう云ったものは、風速計の動特性・風速・波高・波の位相速度の組み合わせによって現われることがある。この様に陸上観測では考えなくてもよかった注意が海上観測では必要になってくる。

5. 波による誘起風速変動

水面に位相速度  $C$  で動く波がある時、波面の運動によって誘起される風速変動が生じる (Kondo・Fujinawa・Naito, 1972)。この誘起風速と波の位相に差を持つ時、上空から運ばれて来た運動量が、この組織化された風の運動に伴う Reynolds stress に一部変換されて海面に伝えられる。従ってこの問題は波の発達の理論にとって

も重要なものとして関心が向けられている。この風速変動と波面上の気圧変動は密接な関係を持つが、Dobson (1971) によると、気圧変動と水位変動の位相差は  $C/u_*$  が小さいほど大きく、 $C/u_*$  が大きくなるに従って位相差は小さくなる。(近藤, 1973, の解説参照)。

誘起風速成分は風洞水槽内の実験によって明らかにされていたが、実際の海上ではその存在が疑問視されていた。その存在が観測にかからなかった理由の一つは、野外では実験室内と異なり、自然の乱流の強さがきわめて強く、誘起風速成分はそれに隠されている。従って、風速変動のパワースペクトルを調べても、そのスペクトルの中に波のスペクトルに関する様な明瞭な山らしい山が見出せない場合が多い。

それで、われわれは水位変動と風速変動の相互相関をもとに解析することによって、誘起風速成分はあらゆる条件の場合に存在することを見出すことができた。普通には気がつかない様な場合でも、適当な統計手法を用いれば誘起風速変動成分を 10 m 以上の高度でも見出すことが出来る。水位変動の振幅と誘起風速変動の振幅の比のオーダーは、 $0.1 s^{-1}$  であるから一般には固定プラットフォームを用いて観測しなければならない。

今回は風速の水平成分だけについて調べたが、将来  $z$  成分とも組み合わせた観測を行えば、風から波や吹送流に入る運動量輸送の詳細な過程が一層明らかにされるものと考えられる。

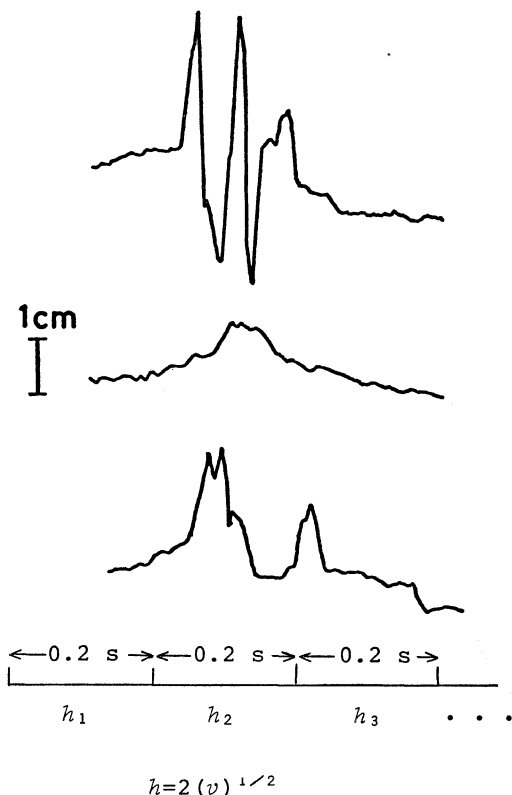
6. 波の高周波成分と粗度

海面粗度の大きさは風と波の複雑な相互作用の過程の一面をあらわしたものであるが、その十分な理解は現在のところまだ出来上がっていないようである。しかしながら、今まで述べてきたように、力学粗度を支配する主要なもの、位相速度が小さい表面張力波を含むような波長の短い高周波成分であると考えられる。一般に、

$$z_0 = z_0(h, \lambda, C/u_*) \dots \dots \dots (9)$$

で、効果的な幾何粗度  $h$  ・ その配列密度  $\lambda$  ・ 粗度の実質が波で動く事の影響度  $C/u_* [u_* \approx u(h)]$ 、の関係であろう。

風速のスペクトルは周波数や波向の異なった無数の成分波の重合せであると考えられ、それぞれの成分波の波高はその波長によって制限され、その値をこえると砕波を生じてしまう。この十分発達しきった状態のスペクトルはある平衡値、すなわち 1つの線に沿った分布形を持ち、いわゆる  $f^{-5}$  則として知られている (ただし、最近  $f^{-5}$  則を否定する報告もある)。この平衡値は風速に

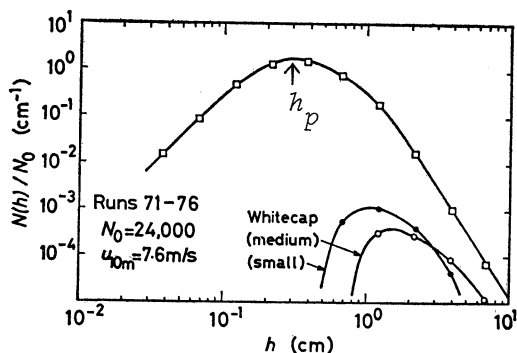


第9図 海の波の高周波成分の記録例。

あまり依らず、ほぼ一定値を示すものとして、一般に多くの場合、信じられている。ただし、これが確立されている範囲は、周波数で云うと  $2 \sim 3 \text{ Hz}$  以下 (波長で  $20 \text{ cm}$  以上) であって、第6図で示唆されたような力学粗度に効く高周波成分のスペクトルについては良く知られていない。

今まで、粗度は運動量輸送の1つの parameter として話してきたが、熱や水蒸気輸送と運動量輸送の仕方の違いを調べる場合には、有効な粗度の幾何学的大きさはいくらかであるか、という事は重要なものになってくる。

Kondo et al. (1973) によると、合成樹脂で被覆された細い導線をセンサーに用いて波高計をつくり、波の高周波成分だけをフィルターに通して取り出してみると、波面で砕波が生じる様な場合、第9図のようなきわめて高い周波数の波が観測される。この予備観測から、顕著に現われる高周波の波の周波数は  $2 \text{ Hz}$  以上、振幅は  $1 \sim 10 \text{ mm}$  のオーダーであることがわかったので、その範囲をうまく取れる様に装置を作り波面を観測した。そのス



第10図 海面の高周波成分を作る微細波の大きさ  $h$  の頻度分布。

ベクトル形や平均的な幾何粗度が風速や白波によってどう変わるかを調べた。幾何粗度の代表的あるいは平均的な値を知るために、水位変動の0.2秒間の variance の平方根（これは平均的な振幅であるから、それ）の2倍を0.2秒間の粗度の大きさ  $h$  とした。その大きさの頻度分布をしらべると第10図の4角印の如くなる。横軸に粗度の大きさ  $h$ 、縦軸にその頻度を示す。

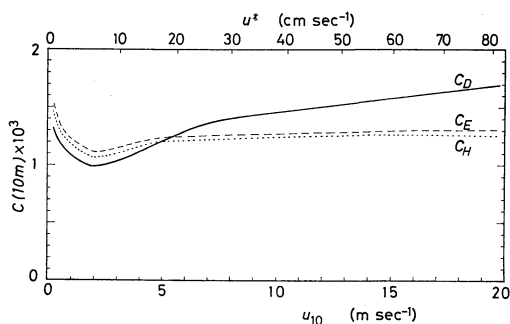
観測塔の20 mの高さから望遠鏡で水面を見ていて、センサーの所で白波が起こった時の  $h$  の頻度分布だけを区別すると、白丸（並の白波の大きさ）または黒丸印（微小白波）のようになった。この図が両対数グラフである事に注意すると、波の高周波成分をつくっているのは碎波もその一部を成すが、他の大部分は白波として目には見えない微小波であることがわかる。洗済や油を水面に撒いて消すことの出来るのはそのような微小波である。

この図は風速が  $7.6 \text{ ms}^{-1}$  の場合であるが、風速が変わっても  $h$  の頻度分布の形はほとんど不変で、ただ、代表的な大きさ  $h_p$  が風速と共に増加する。

### 7. 海上の flux の parameterization

波の高周波成分が海面の力学粗度を決定しているという直接的な確証は、まだだれも行なってはいない。しかし、これまでになされて来た様々の観測事実を総合すると、波の早い周波数成分の幾何粗度と力学粗度が密接な関係にあると思わざるをえない。もちろん、大きな波長成分は全く無関係ではなからうが、現段階で flux を parameterize するに当たり、一応その様に考えてみよう。もちろん、輸送過程の詳細が将来、もっと明らかになれば、その結果をまた考慮に入れればよいわけである。

それで、現段階で次の様に考える。固体壁上の流れの模様は、かなり良く分かっており、その面の粗度物体の

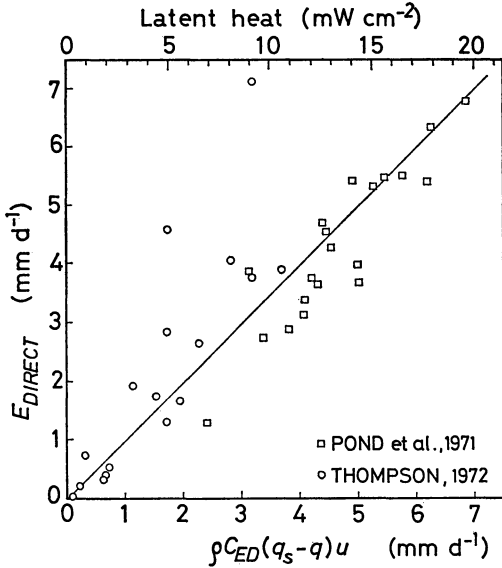


第11図 中立成層の場合のバルク係数と風速との関係。

形や配列の仕方や配列密度などによって、力学粗度が変化するが、一番効果のあるのは、その粗度の高さである。この類推を水面上に取り入れる。固体壁面と水面との差異は、固体面は動かないのに対し、水面は風速の3%程度の速さですべる事、それから波がその位相速度で動く事、更に、前述の高周波成分の波の群は平均寿命時間が1秒程度で絶えず生成消滅をくりかえしている、と云う点である。しかし、粗度が全体として大気に及ぼす効果は、固体壁面上の粗度がその流れに対する効果に第1近似において類似であるという仮説をたてる。この直観的な類推を flux の parameterization に一応用いてみる。

そして第10図で示した個々の  $h$  の頻度分布の形そのものは一定で、平均の  $h$  の値または代表的な大きさ  $h_p$  だけが風速によって変化するという事実からして、 $z_0$  と  $h_p$  の比は一定とする（これは固体壁上での結果に類似）。ただし、風が弱い時は海面の幾何粗度  $h_p$  は層流境界層厚さ  $\delta$  の高さより十分に低いことが観測から分かっているの、微風時の海面は空気力学的に滑らかな面として考える。

次に運動量以外の熱や水蒸気輸送に対して考慮しておかねばならない事がある。まず、力学的に滑面の場合は境界面の直上に層流層があり、その中では運動量に対しては動粘性係数  $\nu = \mu/\rho$  が支配的であるが、熱（または水蒸気）に対しては分子温度拡散係数  $\alpha$ （または水蒸気拡散係数  $D$ ）が支配的である。ところが、粗面流になると第2節で述べた様に、形状抵抗が加わるようになって運動量輸送を一層効果的にする。一方、熱や水蒸気の輸送に対しては形状抵抗に対応するものがないので、熱や水蒸気輸送はそれほど増加することが出来ない。また別の云い方をすれば、粗度の効果は2つの面を持ち、そ



第12図 直接測定で得られた蒸発量(縦軸)とバルク法で求めた蒸発量(横軸)の比較。

の1は乱れを強めることに依って乱流輸送を増加させる作用, その2は粗度そのものの存在でその近くの風速を小さくするので, 熱や水蒸気などの物質輸送を弱めるといふ, 全く逆の効果をはたす。

上述の効果も parameterization に組み入れることによって, 海面 flux に対する輸送係数を求めることが出来た (Kondo, 1975)。第11図の横軸は海面上10mの高さの風速, 縦軸は運動量に対する輸送係数  $C_D$ ・蒸発に対する  $C_E$ ・及び顕熱に対する  $C_H$  を示している。なお, これらを定義する式は,

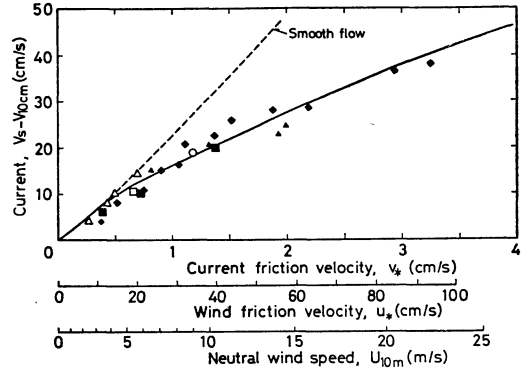
$$\frac{\tau}{\rho} = u_*^2 = C_D u^2 \dots \dots \dots (10)$$

$$\frac{E}{\rho} = C_E (q_s - q) u \dots \dots \dots (11)$$

$$\frac{H}{C_p \rho} = C_H (T_s - T) u \dots \dots \dots (12)$$

で与えられ, この式をバルク形式の表現と云う。第11図で, 風速が2 m/s 以下での曲線の傾向は滑面流の特性を示したもので, それを強風速側へ更に延長したものが第2図の蒸発皿内の蒸発の関係に相当している。これは強風時には粗面流の場合の1/2ないし1/3になってしまう。

以上のすべては大気が等温で中立に近い場合について話して来たが, 実際には大気の成層状態を考慮に入れた



第13図 水面の下側の水中境界層における流速と水中の摩擦速度との関係。

ものがつくられた。

これらの parameterization の式を使って求めた蒸発量と渦相関法で求めた蒸発量の比較例を第12図に示した。

なお, 上に示したバルク形式の方法で flux を求める際の注意事項を述べておきたい。もともと境界層における輸送問題は風速などの鉛直分布や flux の観測が10分とか1時間程度の間に行なわれたものを基にしている。したがって, この結果から得られたバルク式を用いて例えば1か月間の平均 flux を求めるには, 10分から1時間平均の風速  $u$ ・気温  $T$ ・比湿  $q$  を式 (10)~(12) に用いて flux を求め, 更にそれらを積算してはじめて1か月の値が得られる。ところが, 1か月の平均風速  $\bar{u}$  と平均気温  $\bar{T}$  などを式 (10)~(12) に用いる事は一般には許されない (Kondo, 1972)。その理由を簡単に云うと,  $u^2$  の平均と  $u$  の平均の2乗は一致しなく, また  $T$  と  $u$  の積の平均は  $\bar{u}$  と  $\bar{T}$  の積に等しくないことによる。ただ, 長期間平均値の使用が近似的に許されるのは気象要素の時間変化が少なく近似的に定常的とみなされる場合である。

8. 水中の乱流輸送

これまで水面を大気側から見た境界層について調べてきたが, 水面を水中から見た時, そこにも大気境界層と近似的に相似な境界層が存在することが最近分かってきた。すなわち, 水の中の流速を水面からの深さを対数目盛りにしたグラフにプロットすると直線分布になる。その分布に式 (7) と同形の式をあてはめて, 水中の stress ( $\tau_w$ ) をもとめてみると 空気側の値 ( $\tau$ ) にほとんど連続している。



大気から水面に入る運動量  $\tau$  は波の運動と吹送流をおこすが、波の発達・伝播の度合いから直接波に入った  $\tau$  の割合を別の研究から調べてみると、数パーセントである(近藤, 1973参照)。上の2つの事から  $\tau$  の大部分は吹送流になっていることになる。

大気側の境界層に対してなしたと全く相似な parameterization を水中側の境界層にも行ない、水中の流れ・熱・塩分・ガス輸送などを表現することができた(Kondo, 1976)。その例を第13図に示す。横軸は水中の摩擦速度  $v_* = (\tau_w / \rho_w)^{1/2}$ ,  $\rho_w$  は水の密度, である。また、海上の風速の目盛りも参考のために入れてある。縦軸は表面流速と水深 10 cm における流速の差である。10 cm の深さを選んだのは任意であるが、この深さのデータが多いからである。実線は今回の parameterization による予想値、プロットした記号は色々の人による観測値である。

### 9. あとがき

海面上の境界層は陸地の上と似た部分もあるが、一方では波が存在し、またそれが風に影響するというマイクロスケールの相互作用を持つので、その意味では陸地上の境界層より複雑な面も持っている。これには気象学研究者のみならず、海洋物理や流体力学者の関心の的もなっているが未解決のことも多く残されている。

ここで得られた結果はその一面を見たに過ぎず、最後に行なった flux の parameterization も第一次近似の段階と見なしておいてよい。将来、もっと詳細な輸送過程が明らかにされれば当然作り直されるであろう。筆者が最初の parameterization (Kondo, 1962) を行なってから、13か年を過ぎて今回のものが作られた。

### 謝辞

もともと、この研究の動機は、山本義一先生の御指導で行なった水面蒸発の研究にあった。海面上の各種のエネルギー輸送量をより正しく評価するためには、海面上の乱流輸送過程を理解しなければならないという要求から、この研究を行うようになった。この研究を遂行するに際し、特に海面上での観測に困難な事があったが、いろいろの方々のお協力を受けた。以前の私が東北大学に居た時、山本義一先生をはじめ安田延寿氏・西宮昌氏など、また国立防災科学技術センターに居た時には寺田一彦先生・藤縄幸雄氏・内藤玄一氏・渡部勲氏などから受けた御支援・御協力で心から感謝いたします。それから今回の私のこのささやかな研究を認め授賞を推薦され、また支持されました方々に厚く御礼申し上げます。

### 文 献

- Budyko, M.I., 1956: Teplovoi Balans Zemnoi Poverkhnosti, Gidrometeorologicheskoe Izdatel'stvo, Leningrad, (English transl; Stepanova, N.A., 1958: The heat balance of the earth's surface, 日本語訳; 内嶋善兵衛訳, 地表面の熱収支)。
- Kondo, J., 1962: Evaporation from extensive surfaces of water, Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophys., 14, 107-119.
- Kondo, J., G. Naito and Y. Fujinawa, 1971: Response of cup anemometer in turbulence, J. Met. Soc. Japan, 49, 63-74.
- Kondo, J. and Y. Fujinawa, 1972: Errors in estimation of drag coefficient for sea surface in light winds, J. Met. Soc. Japan, 50, 145-149.
- Kondo, J., Y. Fujinawa and G. Naito, 1972: Wave-induced wind fluctuation over the sea, J. Fluid Mech., 51, 751-771.
- Kondo, J., 1972: Applicability of micrometeorological transfer coefficient to estimate the long-period means of fluxes on the air-sea interface, J. Met. Soc. Japan, 50, 570-576.
- Kondo, J., Y. Fujinawa and G. Naito, 1973: High-frequency components of ocean waves and their relation to the aerodynamic roughness, J. Phys. Oceanogr., 3, 197-202.
- 近藤純正, 1973: 海面境界層研究における最近の動向, 天気, 20, 389-404.
- Kondo, J., 1975: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions, Boundary-Layer Met., 9, 91-112.
- Kondo, J. and S. Akashi, 1976: Numerical studies on the two-dimensional flow in the horizontally homogeneous canopy layers, Boundary-Layer Met., in press.
- Kondo, J., 1976: Parameterization of turbulent transport in the top meter of the ocean, J. Phys. Oceanogr., 6, No. 5.
- Van Dorn, W.G., 1953: Wind stress on an artificial pond, J. Marine Res., 12, 249-276.
- Yamamoto, G. and J. Kondo, 1964: Evaporation from Lake Towada, J. Met. Soc. Japan, 42, 85-96.
- 山本義一, 近藤純正, 安田延寿, 西宮昌, 1967: 海面上での風速の垂直分布等の観測, 風速と温度の変動成分について, 日本気象学会発表。
- Yamamoto, G. and J. Kondo, 1968: Evaporation from Lake Nojiri, J. Met. Soc. Japan, 46, 166-177.