

風波の発生・発達に及ぼす逆流と温度成層の効果についての研究

加藤 始*・長山英樹**・信岡尚道***

1. 緒 言

現在の波浪推算に取り入れられていない要因のうち主要なものに、流れおよび大気成層の効果がある。

流れが風波の発生・発達に及ぼす効果に関しては加藤ら (1976, 1981), 鶴谷ら (1987) 等により研究が進められてきた。そして強い逆流があると等価吹送距離が流れの効果を表すのに有効なこと等, いろいろな流れの効果が明らかにされてきているが, まだ未解明な点も多い。流れの中で測定された波のスペクトルはドップラーシフトされているため, 成分波の変化を調べるためには波数スペクトルと等価な真のスペクトルを求める必要がある。しかしこれまでの研究では逆流が大きい場合の真のスペクトルは求められた例がない。本研究では, 大きな逆流時の実験で真のスペクトルの計算を試み, それに関連したいくつかの問題点を明らかにする。

大気成層の効果に関する現地観測結果については古くは Roll (1952) から最近では Kahma ら (1992) 等の研究があり, 同じ風速のもとで大気不安定な場合には波高が 10~20% 大きくなることが示されている。またリモートセンシングの分野でも大気成層の影響は注目されており, 不安定成層では風波の高周波成分波のパワーが大きくなるという研究もある (Wu, 1991)。風波の発生に及ぼす大気成層の効果に関しては, 近年は理論的な数値計算による研究も行われてきているが, 実験的研究はこれまではほとんどないようである。そこで本研究では小型風洞水路を用いて, 風の温度成層が風波の発生・発達に及ぼす影響を検討した。

2. 小型風洞水槽による実験の方法

実験には, 図-1 に示す小型風洞水槽 (有効吹送距離約 9 m, 幅 0.3 m, 高さ 0.8 m, 水深 0.45 m) を使用した。発生させた風は断面平均風速 $\bar{U}_a$ が 5.6 m/s, 8.5 m/s, 11.3 m/s となる 3 ケースで, 流速分布や水面振幅などの測定は吹送距離 F が 0.75 m (測点 A), 2.5 m (測点 B),

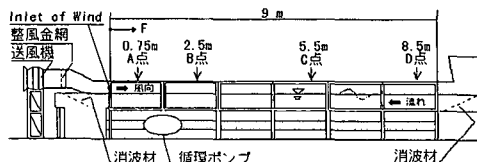


図-1 小型風洞水槽の概略図

5.5 m (測点 C), 8.5 m (測点 D) の 4 点で行った。

2.1 逆流場における実験の方法

風向きとは逆の向きに, 断面平均流速が 40.2 cm/s とする強い水の流れを起こし, その流速分布 U_w を電磁流速計で測定をした (測定点は水深 z で示す)。ただし, 電磁流速計では測定ができない水表面では, パラフィンをしみ込ませた直径 6 mm の円形紙フロートを流し, そのフロートが測点 A~D のそれぞれ前後 40 cm の区間において流下するのに要する時間をストップウォッチで測った。この測定は繰り返し 40 回行い, それらの平均した値を水表面の流速 u_0 とした。

2.2 温度成層状態における実験の方法

温度成層の実験では, 水中に氷や湯を入れて風温 T_a と水温 T_w の差 ΔT を与えて, 安定成層 ($\Delta T > 6^\circ\text{C}$) と不安定成層 ($\Delta T < -6^\circ\text{C}$), 中立成層 ($|\Delta T| < 3^\circ\text{C}$) となる状態を設定した。なお ΔT を決める際の気温は風洞外の温度を, 水温には吹送距離約 2.2 m, 水深約 10 cm の位置での温度を用いた。

風の温度分布 T_a の測定には熱伝対温度計を使用し, 風速分布 U_a の測定にはピトー管 ($\phi 3$ mm) と高精度差圧計を用いた (測定地点高さ z の基準は静水面とした)。水面の変動の測定は, 容量式波高計を用いて 1 ケースにつき別々に繰り返し 4 回の測定を行った。そして, それらの結果から波高 H や周波数スペクトルを求め, 4 回の平均値を結果に用いた。なお, 波高の測定の際には水質に注意を払い, 各ケースごとにオーバーフローさせた。

3. 逆流の効果についての検討

3.1 見かけのスペクトルと真のスペクトル

流れの中で測定された風波のスペクトルはドップラー

* 正 会 員 工 博 茨城大学教授 工学部都市システム工学科

** 学生会員 茨城大学大学院 理工学研究科

*** 正 会 員 工 修 茨城大学助手 工学部都市システム工学科

シフトされた見かけの周波数 f_A についての見かけのスペクトルであり、成分波の本質的性質を表わさない。加藤・佐野 (1970) は波数スペクトルに代わるものとして、真の周波数 f_0 についての真のスペクトルを導入した。ここで真の周波数とは、波長 L の波の静止水中での周波数で

$$f_0 = c_0(L)/L \quad \dots\dots\dots (1)$$

と表わされ、 c_0 は波長 L の波の静止水中での波速である。見かけの周波数 f_A は、流れの中での波速を c_A とすると

$$f_A = c_A(L)/L \quad \dots\dots\dots (2)$$

であるから、流れの中での波速 c_A が波長 L の関数として表わされれば、 f_A と f_0 が関係づけられることになる。

波の方向分散を無視すれば、見かけのスペクトル $E(f_A)$ と真のスペクトル $F(f_0)$ の関係は次式で表わされる (Barnett & Wilkerson, 1967)。

$$E(f_A) = \sum F(f_0) \left| \frac{\partial f_0}{\partial f_A} \right| \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで $\sum$ は式 (1), (2) によって関係づけられる f_0 と f_A のすべての対応する値についての和を意味する。 f_0 と f_A が 1 対 1 に対応する場合は、式 (3) は次のようになり、

$$E(f_A) \cdot \Delta f_A = F(f_0) \cdot \Delta f_0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

この関係から真のスペクトル $F(f_0)$ が求められる。

3.2 流速分布

スペクトル変換のためには各点の流れの鉛直分布に対応する波速 $c_A(L)$ を計算することが必要である。そのため測定した流速分布を、一般流も含めた対数分布

$$U(z) = u_0 - U_r \ln \left(\frac{z_0 w - z}{z_0 w} \right) - bz \quad \dots\dots\dots (5)$$

(u_0 : 表面流速, U_r と b は定数) にあてはめ、この分布に対する加藤 (1975) の解を用いて波速 c_A を計算した。この場合式 (5) の $z_0 w$ の値をいくらにとればよいのが問題になる。従来は $z_0 w = 0.01$ cm が用いられてきた (加藤, 1975; 加藤ら, 1978, 1981; 鶴谷ら, 1983)。しかし最近 Cheung ら (1988) は水面に波高の大きい規則波が加わると $z_0 w$ が大きくなることを示しており、鶴谷ら (1987) は大きな逆流の上に断面平均風速 8.3~11.0 m/s の風を吹かせたときの流速分布をレーザードップラー流速計で静水面まで測定し、式 (5) をあてはめて $z_0 w \approx 1.4 \sim 1.6$ cm という値を得ている。後者の $z_0 w$ は後で述べるように少し過大であると考えられるが、最近のこれらの研究例を考慮して、本研究では近似的に $z_0 w = 0.1$ cm を使うことにした。なお参考のため $z_0 w = 0.01$ cm と $z_0 w = 1.0$ cm についても計算し、 $z_0 w$ の違いがどの程度影響するのかについても検討した。

図-2 は流速分布に式 (5) をあてはめた例を示してい

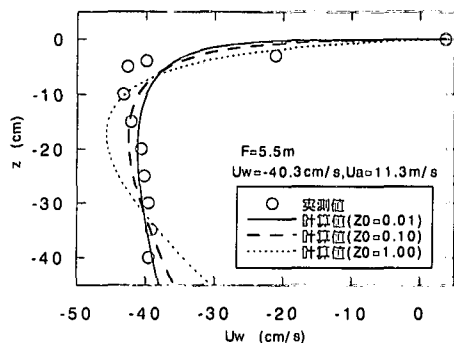


図-2 流速分布 ($F=5.5$ m, $U_w=-40.3$ m, $U_a=11.3$ m/s)

るが、 $z_0 w = 1.0$ cm の場合は測定値との一致度が悪い。この $z_0 w$ は鶴谷ら (1987) の結果を参考にして使ったものであるが、彼らの表面流速 u_0 の値について検討してみる。

一般に風洞水路で流れがない場合の表面吹送流の値 u_0 と境界層外の風速値 U_{max} との比は、鶴谷ら (1983) がまとめているように、水路水深が 20 cm 程度より大きいときは $u_0/U_{max} \approx 0.027 \sim 0.035$ 程度である。一方、加藤ら (1981) は -60 cm/s 程度の逆流のケースで、フロートで測定した表面流速 u_0 から無風時の表面流速値 U_{00} を引いたものを u_0' としたとき、水路の両端付近を除いて $u_0'/U_{max} = 0.029 \sim 0.035$ と流れ無しの場合とほぼ同程度の結果を得ている。上記の鶴谷ら (1987) の場合、図から値を読んで概略値を求めてみると $u_0'/\bar{U} \approx 0.020$ ($\bar{U}$: 断面平均風速) となり、 $\bar{U} < U_{max}$ であるから、彼らのレーザードップラー流速計による u_0 の測定値は一般のものよりかなり小さいのではないかと推測される。 u_0 が小さい場合は鉛直流速分布を式 (5) にあてはめると $z_0 w$ は大きくてよい。以上の考察から、 $z_0 w = 1.0$ cm という値はわれわれの表面流速 u_0 を含めた流速分布に一致しなくてもおかしくはないと言える。

3.3 スペクトル変換とそれに関連した問題点

図-3, 4 は f_0 と f_A の関係であるが、風速が小さいとき (図-3) は 1 つの f_A に対して 2~3 個の f_0 が対応する場合が生じる。しかし実際には f_A が極大値に達する f_0 が群

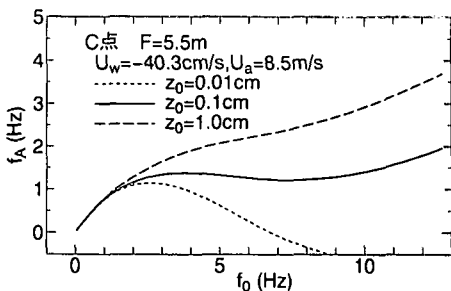
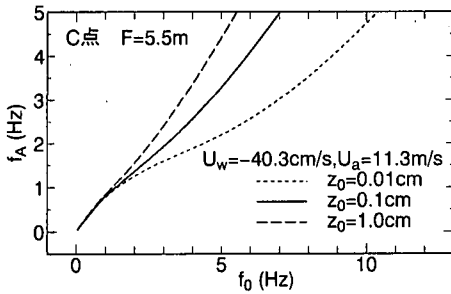


図-3 f_0 と f_A の関係 (風速が遅いケース)

図-4 f_0 と f_A の関係 (風速が速いケース)

速度は $c_g=0$ となるので、それより高周波数側では $c_g < 0$ となって保存波は存在しないことになる。すなわち f_A がピークになる f_0 より高周波側では、保存波としての真のスペクトルは存在しないことになる。図-3からは z_{0w} の値によって真のスペクトルの存在範囲がかなり変わることが分かる。

図-5, 6は見かけのスペクトルの測定例で、図-7, 8はそれに対応した真のスペクトル ($z_{0w}=0.1$ cm) の計算結果を示している。図-7のC点のものは図-3の実線のような f_A と f_0 の対応関係のため、 $f_0 > 3 \sim 4$ Hzで真のスペクトル $F(f_0)$ が存在しなくなっている。一方図-8は図-4のように f_A と f_0 がどこまでも1対1に対応するので、どこまでも $F(f_0)$ が求められた例である。

$c_g < 0$ で保存波が存在しない場合でも、実際の水面に

は波長の長い波の上に $c_g < 0$ に対応するような波長の短い波が大量に存在し、風に逆らって (流れに乗って) 波長の長い波とは逆方向に進行する波長の短い波も観察される。それらの波は短時間後には消滅し、そのエネルギーが波長の長い波の発生・発達に寄与していると考えられているが (加藤ら, 1978, 1981; 鶴谷ら, 1987), その詳細についてはまだ解明されていない。

またフロートで測定した吹送流を含んだ表面流速 u_0 の値からは、本来ストークスドリフトの値 u_s を除くべきであるが、今回の実験結果ではその補正は行っていない。鶴谷ら (1983) は水深 20 cm の実験の場合について u_s の計算を試み、 $u_s/u_0=0.08 \sim 0.18$ という結果を得ている。Wu (1975) はこの比の値は 5~13% としており、Cheung ら (1988) も u_s の計算例を示している。なお現地の波について Keyon (1969) はピアソン・モスコビッツのスペクトルからこの比を計算し、 u_s は風速の 1.57% という結果を得ている。 u_0 と u_s の関係についても今後さらに明らかにする必要がある。

4. 温度成層の影響についての結果と考察

4.1 成層状態における風温の鉛直分布

水温と気温に大きく差がつくと風温の鉛直分布 $T_a(z)$ に違いが生じる。今回は水温を調整することで、この状態を設定した。図-9に、各成層状態における風温の鉛直分布測定結果の一例を示す。なお、各成層を設定した時

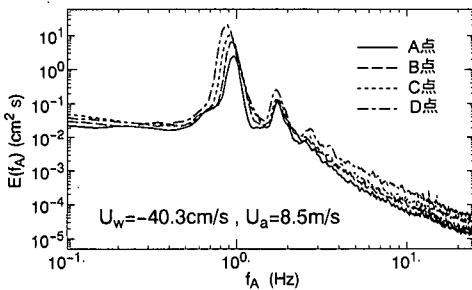


図-5 見かけのスペクトル (風速の遅いケース)

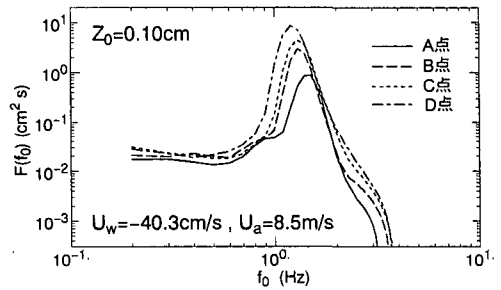


図-7 真のスペクトル (風速が遅いケース)

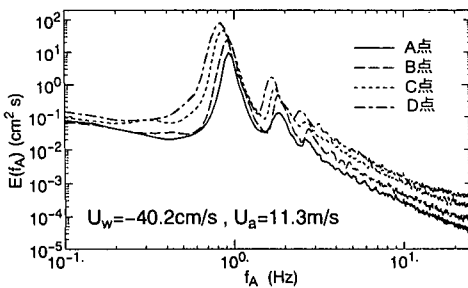


図-6 見かけのスペクトル (風速が速いケース)

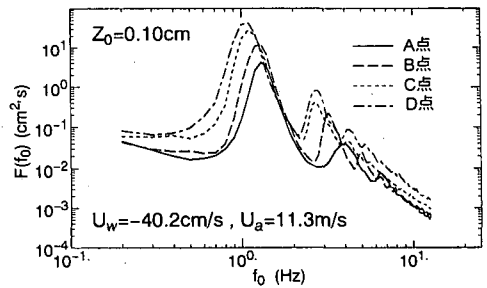


図-8 真のスペクトル (風速が速いケース)

が異なるので、大気温はそれぞれ異なっている。

境界層中の水面に近いところでは、安定成層の場合は気温が急激に下がっている。不安定成層の場合は気温が急激に上昇しており、安定成層の場合とは全く逆の傾向を示している。図-9に示す中立成層の場合は $\Delta T > 0$ での分布であったので、安定成層とほぼ同じ傾向を示しているが、安定成層ほど温度の減少が大きくなっていないことがわかる。そして、このような温度成層場で風波の発生・発達を調べた。

4.2 風波に及ぼす温度成層の効果について

温度成層の影響が、どの様に波高に現れるのか風洞水槽で測定された例がなく、非常に興味深い。そこで、各成層各風速のもとでの波高 H の測定結果を図-10に示す。図の縦軸は中立成層における波高 H_{neu} を基準に百分率で表し、横軸は大気と水温の温度差であり、負側が不安定、正側が安定の成層状態を示す。また、図中の白ぬきの記号は風速が5.6 m/sと遅いケースの波高、黒塗りなどその他の記号は風速が8.5 m/s、11.3 m/sと速いケースの波高を示す。ただし吹送距離の短いA点でのデータは、波高が非常に小さく測定誤差に左右され易いので図から除いている。

風速の小さい $\bar{U}_a = 5.6$ m/sの場合の波高は、不安定成

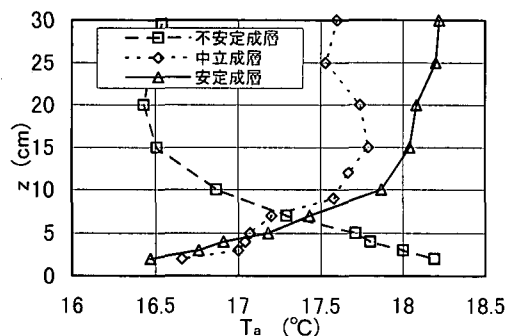


図-9 温度分布 ($F=8.5$ m, $\bar{U}_a=11.25$ m/s)

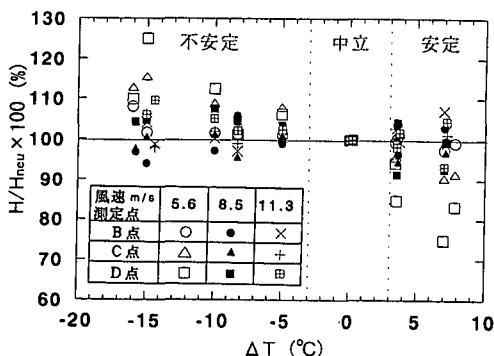


図-10 波高と温度差の関係 ($\bar{U}_a=5.6$ m/s)

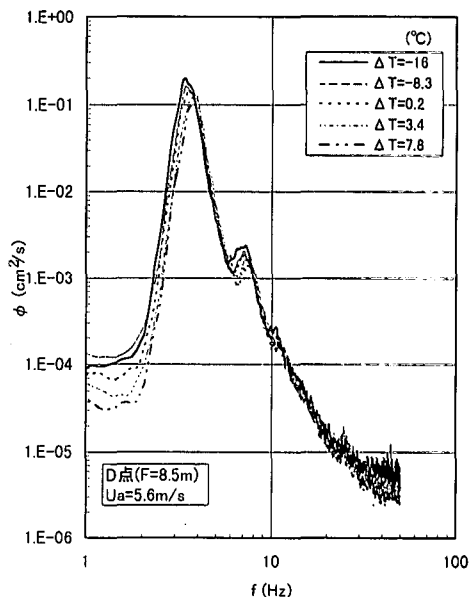


図-11 温度成層による波浪スペクトルの違い

層で大きく安定成層で小さくなる傾向がかなり現れている。一方、 $\bar{U}_a=8.5$ m/sや $\bar{U}_a=11.3$ m/sの場合では、数点の波高が不安定成層で小さかったり安定成層で大きかったりするばらつきも見られる。しかし、こちらも全体的にはみれば、不安定で波高が大きく、安定成層で小さくなるような傾向があると言える。

これらの波高の差となるエネルギーの周波数分布を調べるため、周波数スペクトルを求めた。その中で温度成層による波高の違いが最も現れたD点、 $\bar{U}_a=5.6$ m/sの周波数スペクトルを図-11に示す。

不安定成層ではピーク周波数 f_M が他の成層よりもわずかに低周波側にあり、ピークのエネルギー $\phi(f_M)$ は少し大きくなっている。この傾向は不安定成層で波高が大きい全てのケースで確認できた。一方、高周波側では成層によるエネルギー差がほとんど生じていない。

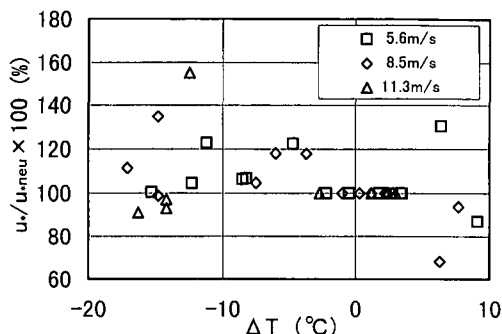
4.3 温度成層場における水面周辺の運動量

波高は不安定成層の方が大きくなる傾向が図-10で見られた。これは、不安定成層の方が大気から水面への運動量が大きくなっているためと考えられる。

そこで、大気から水面への運動量を代表する値である摩擦速度を求めた。水面上における風速の鉛直分布は水面の近くでは、

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (6)$$

の対数則に従うことがよく知られている。ここに、 u_* は風の摩擦速度、 k はカルマン定数、 z_0 は水面の粗度パラメータである。今回の実験の規模では影響しないので、式



図—12 摩擦速度と温度差の関係

(6)から安定度の項は省いてある。一方、各成層状態において測定した水平風速の鉛直分布には対数則が良く成り立っていた。

そこで、式(6)をその風速分布の結果に最小2乗法を用いて当てはめ、それから摩擦速度を算出した。その結果が図—12であり、縦軸は各ケースの摩擦速度 u_* を、その中立成層状態における値 u_{*neu} を基準に百分率で示したものである。

図をみるとばらつきが大きい、全体の傾向として安定成層よりも不安定成層で摩擦速度が大きくなる傾向がみられる。波高と摩擦速度の結果より、不安定成層では風から水面へ、より多くの運動量が輸送されているという考えは、ほぼ妥当といえそうである。

なお加藤ら(1995)は温度成層時の水面上の風の乱れを測定し、境界層内でのその大きさは、不安定成層時>中立>安定成層時の順になることを見い出している。今回の実験では hot-wire 風速計を使って2~3のケースで Reynolds 応力 $-\overline{u'w'}$ の鉛直分布の測定を行ったところ、水面のすぐ上の Reynolds 応力(広義の u_*)は、不安定成層のときの方が中立のときよりやや大きくなる傾向が見い出されたが、測定回数の不足から温度成層による明確な傾向を示すまでには至らなかった。また、風から水面に輸送される運動量は風波ばかりではなく吹送流の大きさも増加させると考えられる。しかし吹送流の測定結果もばらつきが大きく、明白な傾向は得られなかったものの、安定成層時の u_0 は中立成層や不安定成層時よりやや小さくなるという傾向は見られた(加藤ら, 1995)。

これらの結果は、不十分ではあるが、安定成層より不安定成層のときの方が風から水面への運動量の輸送が大きくなることを支持していると言える。

5. 結 論

大きな逆流中での真のスペクトルを求めるには、吹送

流を含んだ流速分布形が重要となり、 z_0 が重要なパラメータとなる。 $c_g < 0$ となる成分波は碎波し、そのエネルギーは $c_g > 0$ の成分波の発達に寄与するものと考えられる。

温度成層が風波の発生・発達に及ぼす影響を実験により検証した結果、風洞水槽でも成層の違いによって波高に差が現れることを確かめることができた。そして、温度成層による摩擦速度の変化は、ばらつきが大きい、不安定成層でやや大きくなる傾向が得られ、また温度成層は表面吹送流の値 u_0 にも影響する傾向がごくわずかではあるが見い出された。

謝辞：実験に協力してくれた元研究室学生の小野田慎君(福島県庁)と小河原晋君(日本シビックコンサルタン)に謝意を表します。

参 考 文 献

- 加藤 始・佐野喜久雄(1970): 流れの中の風波についての研究(1), 第17回海岸工学講演会論文集, pp. 19-24.
- 加藤 始・鶴谷広一(1978): 流れの中の風波に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, No. 270, pp. 73-83.
- 加藤 始・鶴谷広一・寺川博也(1981): 流れの中の風波についての実験的研究(第3報), 港研報告, 第20巻, 第3号, pp. 93-129.
- 加藤 始・長山英樹・下村泰史・信岡尚道(1995): 風波の発生・発達に及ぼす温度成層の影響についての実験, 土木学会第50回年講, II-377.
- 鶴谷広一・中野 晋・加藤 始・戸秀久(1983): 吹送流に関する風洞実験, 港研報告, 22巻, 2号, pp. 127-174.
- 鶴谷広一・中野 晋・柳嶋慎一・松延嘉國(1987): 逆流中での風波の発達特性, 港研報告, 第26巻, 第4号, pp. 35-56.
- 本多忠夫・光易 恒(1980): 水面におよぼす風の作用に関する実験的研究, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 90-93.
- 光易 恒(1980): 風波のスペクトルの発達(3), 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 94-98.
- 光易 恒(1995): 海洋波の物理, 岩波書店, 210 p.
- Barnett, T. P. & J. C. Wilkerson (1967): On the generation of wind waves as inferred from airborne radar measurement of fetch limited spectra. J. Mar. Res., Vol. 25., pp. 292-328.
- Cheung, T. K. & R. L. Street (1988): The turbulent layer in the water at an air-water interface. J. Fluid Mech., Vol. 194, pp. 133-151.
- Kahma, K. K. and C. J. Calkoen (1992): Reconciling Discrepancies in the Observed Growth of Wind-generated Waves, J. Phys. Oceanogr., Vol. 22, pp. 1389-1405.
- Keyon, K. E. (1969): Stokes drift for random gravity waves. J. Geophys. Res., Vol. 74, pp. 6991-6994.
- Roll, Von Hans Ulrich (1952): Deut. Hydrog. Z. 3, pp. 111-114.
- Wu, J. (1975): Wind-induced drift currents. J. Fluid Mech., Vol. 68, pp. 49-70.
- Wu, J. (1991): Effects of atmospheric stability on Ocean Ripples; A comparison between optical and microwave measurements. J. Geophys. Res., Vol. 96, pp. 7265-7269.