

局所平衡仮説に基づく風波のスペクトル：海洋における広域データの計測法に関する開発研究（第5報）

草場， 忠夫
九州大学応用力学研究所：助手

増田， 章
九州大学応用力学研究所：助手

丸林， 賢次
九州大学応用力学研究所：技官

石橋， 道芳
九州大学応用力学研究所：技官

他

<https://doi.org/10.15017/4784732>

出版情報：応用力学研究所所報. 67, pp.69-103, 1989-02. 九州大学応用力学研究所
バージョン：
権利関係：



局所平衡仮説に基く風波のスペクトル

—海洋における広域データの計測法に関する開発研究—

(第5報)

草 場 忠 夫* 増 田 章*
 丸 林 賢 次** 石 橋 道 芳**
 光 易 恒***

概 要

風と風波の局所平衡仮説に基づき、一連の多量な水槽実験データを使用し風波のスペクトルを詳細に調べた。波高と周期の巨視的關係を表わす鳥羽の $3/2$ -乗則は波風係数 $\bar{u} (= \omega_p u_* / g, \omega_p$: 風波スペクトルの主振動数, u_* : 風の摩擦速度, g : 重力加速度) が $0.4 \leq \bar{u} \leq 1$ の範囲でほぼ成り立つ。この範囲を越えると、実験値は $3/2$ -乗則から外れてくる。特に、 $\bar{u}$ が大きいところで、非線型度 $\tilde{E} (= E \omega_p^4 / g^2, E$: 風波スペクトルの全パワー) は一定値 (約 5×10^{-2}) を取り、飽和する傾向がある。この極限値を調べるために高周波成分波に対して導入した、一般化された非線型度の値は波風係数 $\bar{u}$ のほぼ2乗に比例し、無次元周波数 $\bar{\omega} (= \omega / \omega_p)$ の増大と共に限りなく増大し、飽和する傾向は見られない。

微視的な量として風波のスペクトル形を詳細に調べた。波風係数 $\bar{u}$ の減少に伴い、エネルギーのほとんどを占める領域 ($0.8 < \bar{\omega} < 1.7$) の無次元スペクトル密度は増大し、これ以外では逆に減少する。急峻になる低周波側 (前面) を除き、無次元スペクトル形は全体としてなだらかになる。無次元周波数 $\bar{\omega} = 1.1$ 付近で見られるスペクトル形の特徴的な変化は非線型エネルギー伝達関数との関係を示唆する。一方、無次元周波数 $\bar{\omega} = 2$ 付近の第二のスペクトルピークは $\bar{u}(\tilde{E})$ の減少と共に、急激に減少しており、主振動数 ω_p を中心とした自由波から生じた強制波から構成されていると解される。高周波領域 ($\bar{\omega} > 2.5$) の風波スペクトル形としては ω^{-5} 或は ω^{-4} といった従来の周波数依存性とは異なる次式が実験値をよく説明する：

$$\phi(\omega) \sim u_*^2 \omega^{-3}.$$

これは主振動数と重力加速度 g に依存せず、高周波の風波スペクトルが飽和し振動数

* 九州大学助手，応用力学研究所

** 九州大学技官，応用力学研究所

*** 九州大学教授，応用力学研究所

ω , 風の摩擦速度 u_* (及び, 水の表面張力及び粘性) が支配的であることを示唆している。

Key words : wind-wave spectra, local equilibrium.

1. ま え が き

風と風波との巨視的関係を系統的に調べるための基礎として前論文¹⁾²⁾で局所平衡仮説を論じた。風洞水槽実験データの解析にこの局所平衡仮説を積極的に用いて, 水面粗度に関する新しい経験公式を導いた³⁾。この経験式は有名な Charnock の式⁴⁾とも, 比較的最近の鳥羽の経験式⁵⁾とも異なる関数形を持っている。この新しい経験式によれば, 水面粗度及び水面抵抗は風速のみではなく水面状態 (風波) にも依存することが判った。その際, 局所平衡を表わす一つの指標として風波のデータを一部使用したが, 主に解析したのは風のデータであった。そこで, 本論文では, 局所平衡仮説に基づく同様の手法で風波のデータを解析した。

最初に, 局所平衡仮説下の風波のスペクトルを解析するのに伴って必要となる種々の無次元物理量の定義を与える。局所平衡仮説の詳細は前論文¹⁾²⁾に譲ることにし, ここではその概念を簡単に説明するにとどめる。水面上に風が吹くと, 風波が発生し, 吹送距離と共に発達する。この時, 吹送距離と共にエネルギー等が実際には徐々に変化するが, その場その場では風と風波が概ね平衡 (局所平衡) 状態にあると考える。しかも, この局所平衡状態は風, 風波及び水面状態を表わす次の四つの径数でよく表わすことが出来ると仮定する。この四つの径数として, 風の摩擦速度 u_* , 重力加速度 g , 風波スペクトルの全パワー E 及び主振動数 ω_p を選ぶ。即ち, 風と風波の統計的性質が四つの径数, 摩擦速度 u_* , 重力加速度 g , 風波のエネルギー E 及び風波の主振動数 ω_p で決まるとするものである。この四つの径数から二つの無次元量を作ることが出来る。一つは $\tilde{E} = E\omega_p^4/g^2$ であり, 他は $\tilde{u} = \omega_p u_*/g$ である。前者 $\tilde{E} = E\omega_p^4/g^2$ は風波に関する物理量で構成され, 波形勾配の二乗に対応する。したがって, $\tilde{E}$ は波の非線型度を表す一つの指標と考えることが出来る。 $\omega_p u_*/g = u_*/C_p$, $C_p = g/\omega_p$ (= スペクトルの主振動数 ω_p の線型水面波の位相速度) を考慮すると, 後者の無次元速度 $\tilde{u} = \omega_p u_*/g$ は波齢の逆数を表す。これは水面上の風の摩擦速度 u_* と波速 C_p との比を表わし, 水面波に相対的な風の作用あるいは逆に風に相対的な水面波の作用の効果を計る尺度とも考えられる。この意味で, 前論文³⁾と同様に, 今後簡単のため前者 $\tilde{E} = E\omega_p^4/g^2$ を波の非線型度, 後者 $\tilde{u} = \omega_p u_*/g$ を波風径数とよぶことにする。

この局所平衡仮説によれば, 如何なる無次元量も波風径数 $\tilde{u}$ の関数として表わすことが出来ることになる。まず第一に, 前述の非線型度 $\tilde{E}$ の波風径数 $\tilde{u}$ に対する関係を調べる。非線型度 $\tilde{E}$ が波風径数 $\tilde{u}$ の関数として表わされるとすると

$$\tilde{E} = f_0(\tilde{u}) \quad (1.1)$$

ここで, 添字をつけた f は実験から具体的に決めなければならないある関数形を示す。この関数 f_0 が線型とすると, (1.1) は鳥羽の 3/2-乗則⁶⁾⁷⁾

$$\tilde{E} \sim \tilde{u} \quad (1.2)$$

そのものを表わすことになる。

これまでの数多くの室内及び野外実験結果はこの鳥羽の 3/2-乗則を支持しているように見える。この為、この風波の周期と波高との関係を表わす経験式は風波に関する巨視的關係式中最も信頼できるものの一つと考えられている。しかしながら、その物理的な根拠ははっきりしていない。その物理的な意味の解明を目的とする議論も試みられたけれども、現在の所万人に認められるまでには至っていない⁸⁾⁹⁾¹⁰⁾。この 3/2-乗則は本当に普遍的に成り立つのか、またどんな物理機構が支配しているのか不明である。これらの問題を解明するために、関数形 f_0 そのものを実験条件がはっきりした水槽実験データを基にして詳細に調べることが望ましい。これが本論文の第一の目的である。

第二の目的は、局所平衡下の風波のスペクトルの標準形を求めることである。風波のスペクトル形に関しては、Pierson-Moskowitz¹¹⁾ を初めとして最近の Wallops スペクトル¹²⁾ まで、これまでも数多くのスペクトル形が提案されてきている。しかし、これらのスペクトルを適用する際には常にある種の曖昧さが伴う。即ち、測定したスペクトルをある時はあるスペクトル形に当てはめ、他の時は他のスペクトル形に当てはめるということを行なっているのが現状である。これは次のような事情による。スペクトルを求める統計的過程にある種の曖昧さが必然的に含まれることや、風と風波が局所平衡になればそのスペクトル形は必ずしも普遍的な形を持たないといった事情が考えられる。結果として、局所平衡下の風波のスペクトル形に関して信頼できるスペクトル形は現在の所ない。

本論文では、局所平衡仮説に基づいて風波のスペクトル形自体を詳細に再吟味した。観測されるスペクトル形は、少なからず散乱するが、通常お互いによく類似している。この為に、注意深く解析を進めなければならないし、またその差異をはっきりさせるためには特別の工夫が必要である。ここでは、実験条件がはっきりしている風洞水槽のデータのみを解析の対象にした。このデータは水面粗度について調べた前論文¹⁾²⁾³⁾ で使用したのと同じデータである。ここでは局所平衡仮説に基づいて解析を進める。局所平衡仮説はスペクトル形として次の形を要請する。

$$\tilde{\phi} = f_1(\tilde{\omega}; \tilde{u}) \quad (1.3)$$

$$\tilde{\phi} = \omega_p \phi(\omega)/E \quad (1.4)$$

$$\tilde{\omega} = \omega/\omega_p \quad (1.5)$$

波風径数 $\tilde{u}$ が無次元吹送距離 $\tilde{X} = gX/u_*^2$ (X : 吹送距離) の関数とすると、これは風波スペクトルの吹送距離に関する発展を調べることに相当する。

このままの形では前述したようにその差異が明瞭に現われない。そこで、風波スペクトルの波風径数 $\tilde{u}$ への依存性を詳しく調べるために、ここでは次のような二重の規準化を施した。測定した無次元スペクトル (1.3) の全ての平均を $\tilde{\phi}_m$ として、各スペクトルをこの平均スペクトル $\tilde{\phi}_m$ で規準化した：

$$\tilde{\tilde{\phi}} = \tilde{\phi}/\tilde{\phi}_m \quad (1.6)$$

即ち、風波スペクトルの詳細をそのアンサンブル平均スペクトル $\tilde{\phi}_m$ からのずれとして拡大し、二重規準化スペクトル $\tilde{\tilde{\phi}}$ の波風径数 $\tilde{u}$ に対する依存性を詳しく調べた。

本研究の目的は、風と波の局所平衡仮説に基づいて、一連の水槽実験から

- (1) 鳥羽の 3/2-乗則の適用限界を吟味し,
- (2) 高周波を含む風波のスペクトル形を詳細に調べ,
- (3) 高周波を含む風波の標準スペクトル形を求める

ことの三つにある。

次節では、実験方法及び実験条件を簡単に述べる。詳細は前論文に譲る¹⁾²⁾³⁾。本研究で得られた主要な結果を§3で与える。この内、§3.1は鳥羽の 3/2-乗則の再吟味の結果である。3/2-乗則にも適用限界があることを示唆する。続く§3.2及び§3.3に於いては、局所平衡仮説に基づいて決めた風波の主要領域及び高周波領域のスペクトル形 (1.3), (1.6) を提出する。これまでに提出されているスペクトル形の代表的なものとして Pierson-Moskowitz 及び JONSWAP を選んで、これらと相互に比較した。最後の節は要約と議論である。ここでは、風-風波の複雑な系で得られた結果が示唆する意味をも議論する。

2. 実験方法

ここで使用する実験データは著者等の前論文¹⁾²⁾で使用したデータと同じものである。これについては前論文に詳細に述べているので、ここでは実験手段及び実験条件について簡単に述べる。

実験にはシミュレーション水槽と呼ばれる大型風洞水槽を使用した。その寸法は長さ 54 m, 幅 1.2 m, 高さ 2 m である。この水槽風洞の無次元吹送距離 $\bar{X} = gX/u_*^2$ (X : 吹送距離) の値は 10^4 に達する。実際の海洋波の典型的な無次元値は 10^5 程度¹⁴⁾¹⁵⁾なので、この水槽の無次元吹送距離の値は実際の海洋波の無次元値に近い。すくなくとも無次元吹送距離に関して言えば、この大型水槽は実際の海の波に近い波を水槽内につくりだすといえる。我々の風洞水槽は風波の室内実験装置としては最大規模の一つであろう。

基準風速 (吹出し口中央部での平均風速) $U_r = 2.5, 5.0, 7.5, 10.0, 12.5, 15.0$ m/s の各場合について一連の実験を行った。水深 $h = 1.31$ m とし、吹出し口と水面との間には段差がない。但し、 $U_r = 15$ m/s の場合は高風速のため水が水槽の他端から吹き出されるので、水深 $h = 1.26$ m に下げ、吹き出し口と水面との間に約 5 cm の断差をもたせた。主要な測定量とその求め方は次のとおりである。

水面上の風はピトー管で測定した。吹き出し口から風下へ向かって、 $X = 4.8, 9.8, 14.8, 25.8, 29.8$ 及び 35.8 m の計 5 点で水面上の各高さの風速を測定した。手順は次の通りである。各高さに設置したピトー管で測定した圧力から風速を求めた。サンプリング周波数 10 Hz で、30 秒間の平均風速を 10 回測定し、その平均をその高さの平均風速とした。即ち、30 秒間の平均風速の変動を監視しながら、5 分間の平均風速を求めた。この平均時間 5 分間は、種々試みた後、安定した平均値が得られる平均時間として決めた。水面上の摩擦速度 u_* 及び粗度 z_0 は、実測した水面近くの風速分布を最小自乗で対数分布則へ当てはめて推定した。水面上 10 m の風速 U_{10} はこの当てはめた対数分布から外挿により求めた。

水位変動は容量型波高計で 2 回測定した。測点は次の 8 点である。測定点 $X = 1.0, 4.9, 9.9, 14.9, 24.9$, 及び 34.9 m。水槽の構造からくる制約から風と波の計測点は少し異なっている。容量型波高計からの信号をパーソナル・コンピュータへ導き、200 Hz のサンプリング周波数で離散信号へ変換して磁気テープへ記録した。一番目の記録は 30 秒間静水面を記録した後、送風機を起動して、過渡現象を含む 100

分間の水位変動である。二番目は一番目の磁気テープ終了後、直ちに二番目の磁気テープを装着して、そのまま 100 分間の水位変動を記録した。風波に関する統計量の精度を上げる為に長時間の水位変動を記録した。この過渡期を含む 200 分間の記録の内、風を吹かせ始めてから 5 分後のデータを定常状態と見なして解析した。波高計の静的検定を実験の前後（約 200 分間）で行ったが、非常に良好でありほとんど狂いはなかった。

200 Hz で離散化して磁気テープに 200 分間記録した風波の水位変動の内、最初の過渡期のものを除いて、5 分後の定常状態のデータを 1 サンプル 8192(= 2^{13}) 個に分割した。1 サンプルのデータ長は 40.96 秒である。このデータを通常の FFT 法でスペクトル解析を行った。スペクトル解析にはこのスペクトルの 285 個のアンサンプル平均を各基準風速、吹送距離のスペクトルとした。以下に、スペクトル解析の実験条件を示すと次のようになる。

$$U_r = 2.5, 5.0, 7.5, 10.0, 12.5, 15.0 \text{ m/s}$$

水深 $h = 1.31 \text{ m}$ (吹き出し口と水面との間には断差はない。但し、 $U_r = 15.0 \text{ m/s}$ の場合のみ、 $h = 1.21 \text{ m}$ で吹き出し口と水面との間に約 5 cm の断差がある)。

外的条件

大気圧 $P = 751.3 \sim 763.4 \text{ mmHg}$

気温 $t_a = 21.6 \sim 32.8^\circ\text{C}$

水温 $t_w = 19.6 \sim 27.9^\circ\text{C}$

スペクトル

サンプリング周波数：200 Hz

ナイキスト周波数：100 Hz

データ長（1 サンプル）：40.96 秒

データ数（1 サンプル）：8192(= 2^{13})

サンプル数：285 個

フィルター：21 本の三角フィルターの移動平均

自由度：約 18,000

本研究のデータ解析においては、本実験で得たデータ以外に別の機会に行った一連の実験から得たデータをも使用する。一つはこのシミュレーション水槽で水深 $h = 1.2 \text{ m}$ の場合に得た実験データであり、予備実験データとしてその一部を水面粗度に関する予備的な結果を得るために著者等の前論文で利用したものである¹⁾²⁾。その場合の実験条件をまとめると次の通りである。

$$U_r = 2.5, 5.0, 7.5, 10.0, 12.5 \text{ m/s}$$

水深 $h = 1.2 \text{ m}$ (吹き出し口と水面との間に約 11.5 cm の断差がある)

外的条件

大気圧 $P = 751.3 \sim 776.6 \text{ mmHg}$

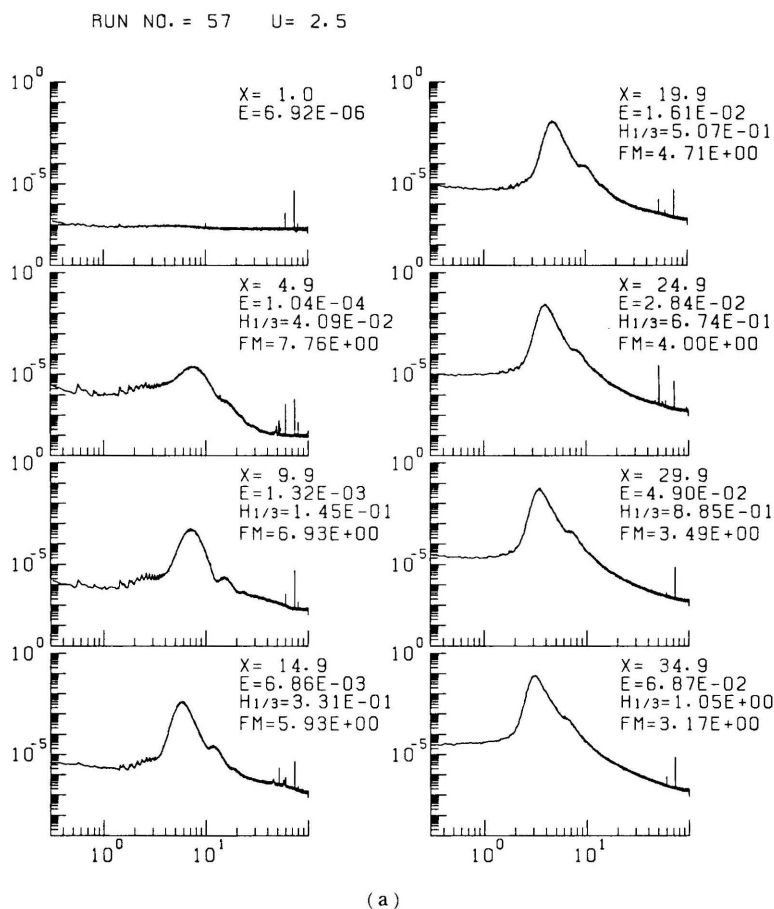
気 温 $t_a = 21.6 \sim 28.5^\circ\text{C}$

水 温 $t_w = 21.7 \sim 25.0^\circ\text{C}$

予備実験におけるスペクトルのサンプル数は20である。これ以外はスペクトル解析の実験条件は上記の本実験と全く同じである。

他は小型風洞水槽（長さ17 m，幅0.6 m，高さ0.8 m）でこれまでにに行った一連の研究の実験データであり，風波の高周波成分¹⁶⁾及び規則波の風による増幅¹⁷⁾を調べた際の実験データである。実験条件等については各々の論文に述べられているのでここでは省略する。

図一1 (a)～(d) に測定されたパワースペクトルの代表的な例を示した。電源によると思われるノイズが非常に高い周波数，70 Hz 付近に認められる。以下に示すように，我々のスペクトル解析は高周波側

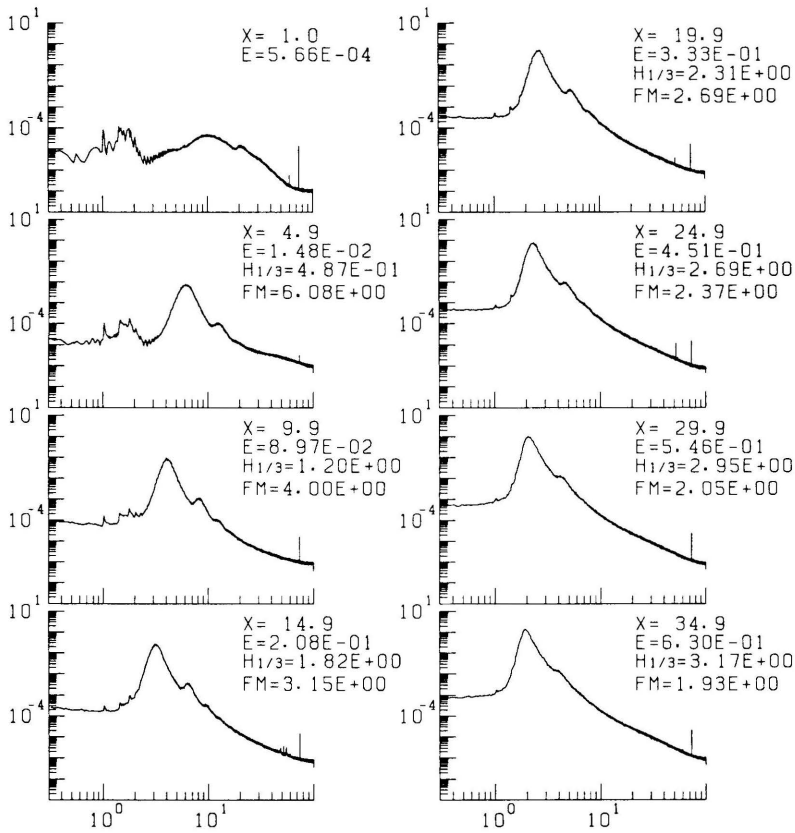


図一1 吹送距離による風波の発達。
 基準風速：(a) $U_r = 2.5$ m/s, (b) 5.0 m/s, (c) 10.0 m/s, (d) 15.0 m/s.
 X：水槽距離 (m)，E：スペクトルの全エネルギー (cm²)，FM：
 スペクトルの主振動数 (Hz)， $H_{1/3}$ ：有義波高 ($4(E)^{1/2}$ から計算)。

はせいぜい 60 Hz 位迄である。このことを考慮すると、この電源ノイズは非常に周波数が高いのでこの解析ではやっかいな問題を引き起こさない。

最短吹送距離 ($X = 1$ m) のスペクトルは他に比較して少し様子が異なる。特に、最低基準風速 $U_r = 2.5$ m/s の場合、スペクトルは殆ど発達しない。この最短吹送距離のスペクトルを別にすれば、測定されたスペクトルは基準風速及び吹送距離の増大と共に徐々に発達する。実験に於いては、基準風速 $U_r \geq 10$ m/s 以上でかつ吹送距離の大きい測点では、風波が峰付近で部分的に砕波しているのを直接観察出来たが、これらの測定されたスペクトルからは砕波によると思われる顕著な兆候は認められない。

RUN NO. = 58 $U = 5.0$

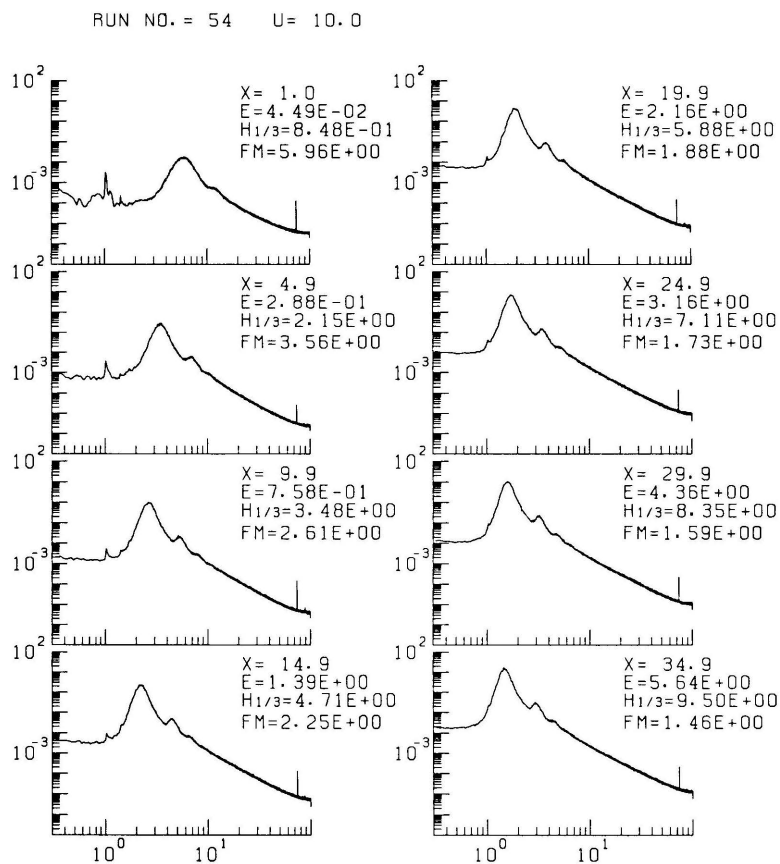


(b)

3. 風波のスペクトル

3.1 3/2-乗則

大型シミュレーション水槽で測定した本実験の全データを使用して、非線型度 $\tilde{E}(=E\omega_p^4/g^2)$ の波風径数 $\tilde{u}(=\omega_p u_*/g)$ に対する変化を図-2 (a) に示した。この図の太線は鳥羽の 3/2-乗則に対応する直線であり、破線は碎波に関する局限値である。これらについては後に述べる。データは非常に散乱する。特に、基準風速 $U_r = 2.5$ m/s の二重四角のデータの散乱が著しい。同じ波風径数 $\tilde{u}$ の値に対しても互いに十数倍異なっている。この最低基準風速 $U_r = 2.5$ m/s は流体力学的には滑面に対応する¹⁾¹⁹⁾。この場合、パワー・スペクトルのエネルギーは小さく、主振動数は他の場合に比べるとかなり高い。特に、吹送距離が小さい場合に著しい(図-1)。この吹送距離が小さい場合、風波はまだ十分に発達せず、風波も風速分布も過渡状態にあると推測される³⁾。そこで、ここでは十分発達し、定常状態にある風波の



(c)

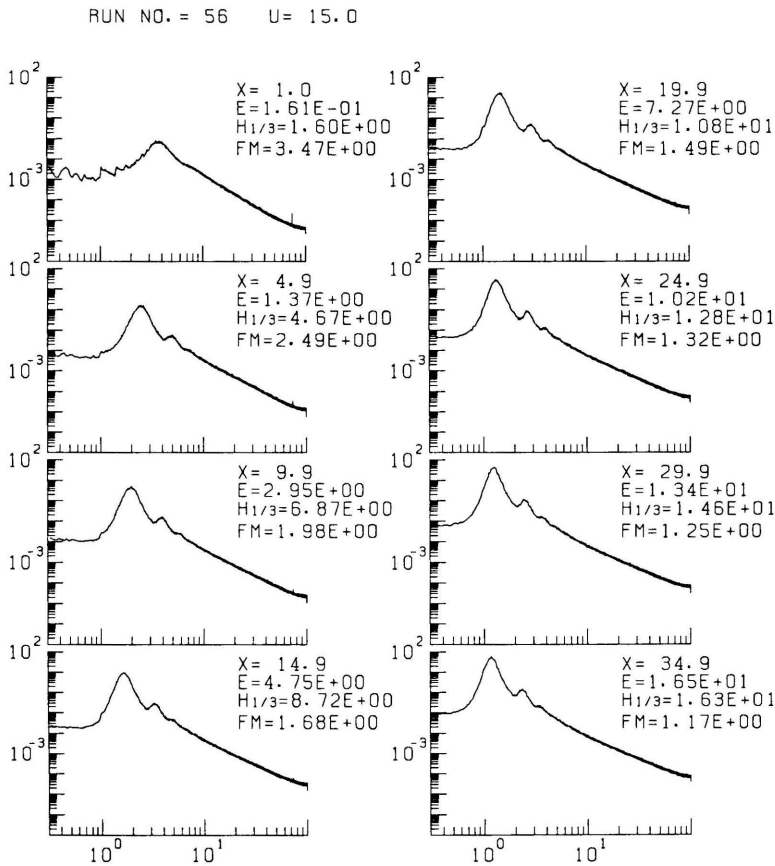
みを解析の対象とすることにして、最低基準風速及び短い吹送距離のデータを解析から除外した。

具体的に言えば、ここでは基準風速 U_r が 5 m/s 以上で且つ吹送距離 X は約 10 m 以上のデータのみ調べた。結果を図-2 (b) に示した。データの散乱も小さく、よいまとまりを示している。無次元吹送距離 $\tilde{X} = gX/u_*^2$ によってデータを分類したのではないことに注意されたい。基準風速が大の場合には無次元吹送距離の値が小さい場合も含まれる。従って、無次元吹送距離 $\tilde{X}$ で言えば小さいデータも本解析には含まれている。

この図には、これらのデータから最小自乗法により決めた直線が太線で一緒に示されている。この直線は $3/2$ -乗則に対応する。ここに求めた鳥羽の $3/2$ -乗則に対応する直線は

$$\tilde{E} = 4.76 \times 10^{-2} \tilde{u} \quad (3.1.1)$$

である。ちなみに鳥羽の式は、表現は異なるものの、(3.1.1) の係数を 5.1×10^{-2} とおいた次式に対応



(d)

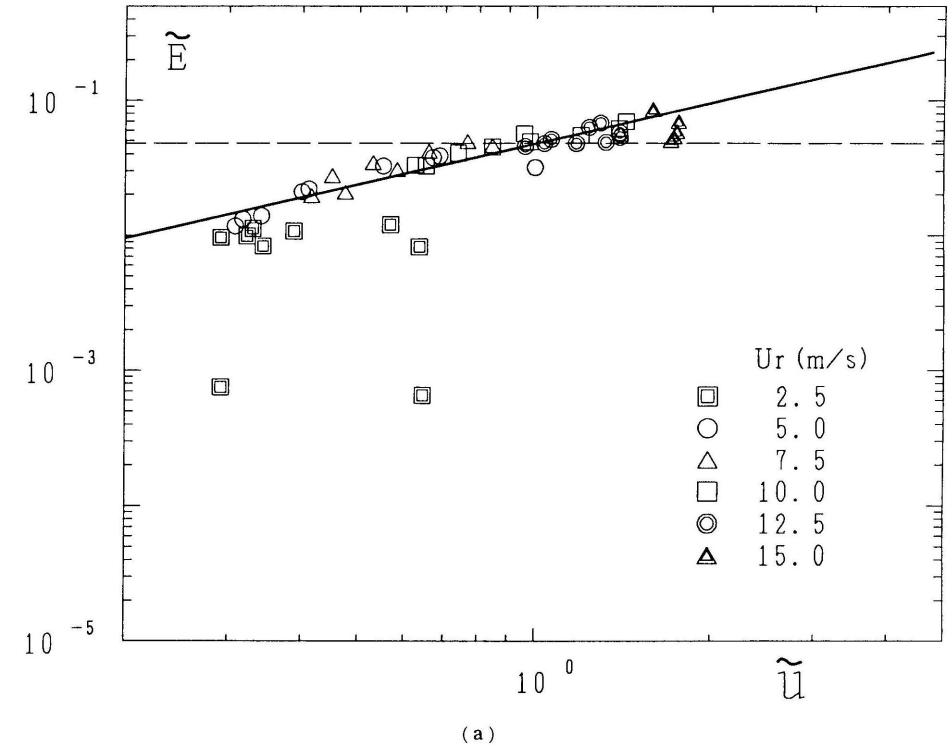
し⁶⁾⁷⁾，図上では殆ど同一直線になる．

$$\tilde{E} = 5.1 \times 10^{-2} \tilde{u}$$

(3.1.2)

図－3 (a) には我々がこれまでに行った小型水槽実験 (§ 2) をも含んだ全てのデータを使用した．実験データは著しく散乱する．この図には先に求めた 3/2-乗則の実験式 (3.1.1) を同じく太線で示している．3/2-乗則から外れているデータもかなりある．これに，条件 $U_r \geq 5 \text{ m/s}$ 且つ $X \geq \text{約 } 10 \text{ m}$ を課して，データの再整理を行うと図－3 (b) を得る．この図にも先の鳥羽の 3/2-乗則に対応する実験式 (3.1.1) を太線で示している．データの散乱も小さく，3/2-乗則 (3.1.1) でかなりよく表現できることが判る．

しかしながら，注意深く図－3 (b) を見ると，3/2-乗則から系統的に外れているデータがある．このことは 3/2-乗則が普遍的には成立しないこと，適用限界がある事を意味している．特に，波風径数 $\tilde{u}$ が



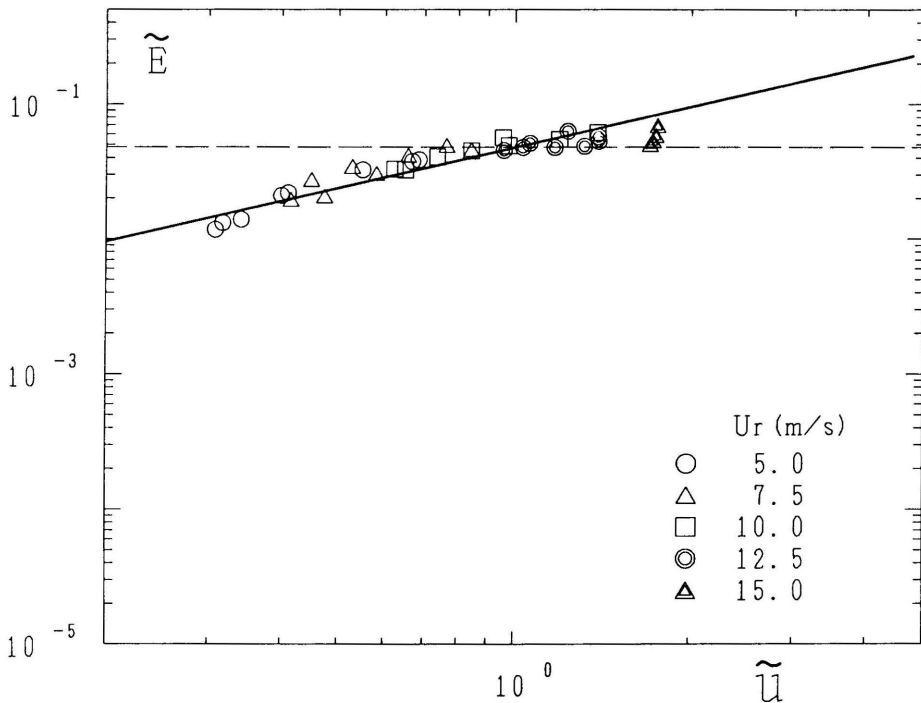
図－2 波の非線型度 $\tilde{E} = E\omega_p^4/g^2$ の波風径数 $\tilde{u} = \omega_p u_* / g$ に対する変化．
(a) 大型シミュレーション水槽で測定された全データ．
(b) 上記より吹送距離 $X \leq 4.8 \text{ m}$ 及び最低基準風速 $U_r = 2.5 \text{ m/s}$ のデータを除外．
太線：鳥羽の 3/2-乗則
破線：Michell (1983) による Stokes 波の碎波条件から計算した上限の極限值．

増大して、 $\bar{u} \geq 1$ では、 $\bar{E}$ は 3/2-乗則からずれて、飽和してほぼ一定値(約 5.5×10^{-2})をとる傾向がある。波風径数 $\bar{u} \leq$ 約 0.4 に対しても、 $\bar{E}$ は 3/2-乗則の直線から外れる傾向がみられる。即ち、鳥羽の 3/2-乗則の適用限界は、この実験に関する限り、波風径数 $\bar{u}$ の $0.4 \leq \bar{u} \leq 1$ の範囲である。

非線形度 $\bar{E}$ が飽和して一定値をとる事は砕波によるものと解釈される。もし波が波形勾配が大きくなった為に砕波してそのエネルギーを失うとするなら、波形勾配はそのようなエネルギー散逸機構で制限される。非線形度 $\bar{E}$ は波形勾配の二乗を表わす事を考慮すると、非線形度 $\bar{E}$ も極限值を持つと推定される。

ここで、Michell の単純な砕波条件¹⁸⁾ からこの局限値を計算してみる。波高及び波長を各々 H 及び L とすると、Michell の砕波条件は波形勾配 $H/L = 1/7$ と表わされる。波を風波の主振動数での有義波であると仮定すると、波高及び波長は各々 $H_{1/3} = 4\sqrt{E}$ 及び $L = 2\pi g/\omega^2$ となる。これらと $\bar{E}$ の定義式から、非線形度の極限值として $\bar{E} = 4.8 \times 10^{-2}$ を得る。この値を図-2~6 に破線で示した。図-3 (b) から判るように、この値と測定された非線形度 $\bar{E}$ の飽和値との一致はかなり良好である。

ここで、非線形度 $\bar{E}$ は有義波の波形勾配の二乗であり、波風径数 $\bar{u}$ は有義波の位相速度に相対的な摩擦速度を表わしていることを考慮すると、非線形度 $\bar{E}$ を次式のように一般化する事は自然であろう。



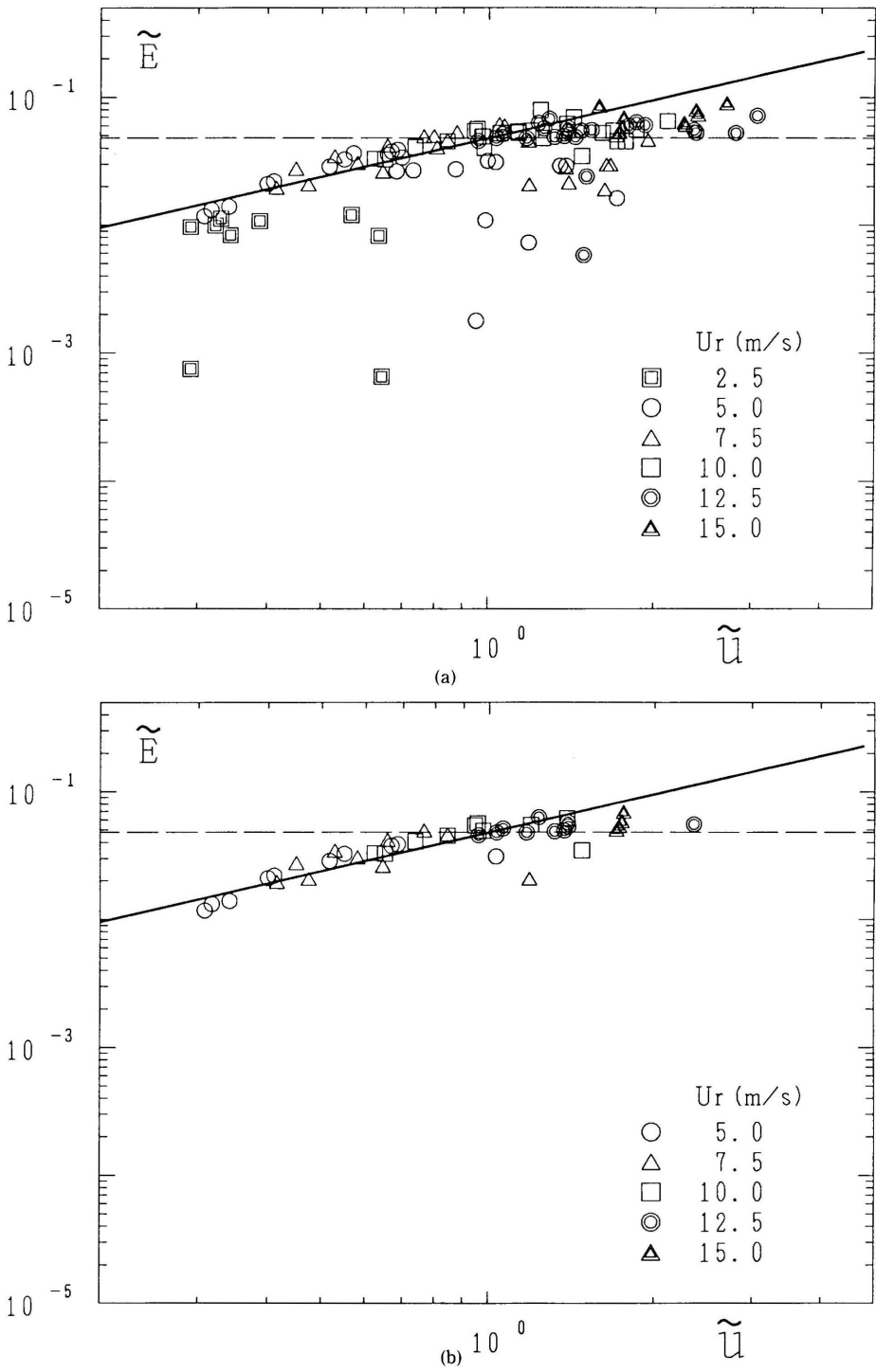


図-3 波の非線型度 $\tilde{E} = E\omega_b^4/g^2$ の波風径数 $\tilde{u} = \omega\mu u_*/g$ に対する変化。
小型水槽を使用してこれまで測定した全データを追加した以外は図一2に同じ。
(a) 図-2 (a) に対応
(b) 図-2 (b) に対応

$$\tilde{E}(\tilde{\omega}) = E(\omega)\omega^4/g^2, \quad (3.1.3)$$

$$E(\omega) = \int_{\omega}^{\infty} \phi(\omega) d\omega \quad (3.1.4)$$

この一般化された波の非線型度 $\tilde{E}(\tilde{\omega})$ はこれ迄の巨視的統計量である非線型度 $\tilde{E}$ を、この式で $\tilde{\omega} = 1$ と置いた特別の場合として含む。事実、図-4 から判るように、 $\tilde{E}(\tilde{\omega} = 1)$ の二倍の値は $\tilde{E}$ にほとんど等しい。この図はまた、波風径数の大きな値及び小さな値に対して、3/2-乗則が実験値からずれる事を拡大して明瞭に示している。

一般化された非線型度 $\tilde{E}$ は、局所平衡仮説から、波風径数 $\tilde{u}$ 或は局所波風径数 $\tilde{u} = \omega u_{*}/g$ によって、次式のように表わせる：

$$\tilde{E}(\tilde{\omega}) = f_2(\tilde{\omega}; \tilde{u}) \quad (3.1.5)$$

$$\tilde{E}(\tilde{\omega}) = f_3(\tilde{\omega}; \tilde{u}) \quad (3.1.6)$$

一般化された非線型度 $\tilde{E}$ がその周波数の成分波の波形勾配を表わしているならば、その値は碎波によ

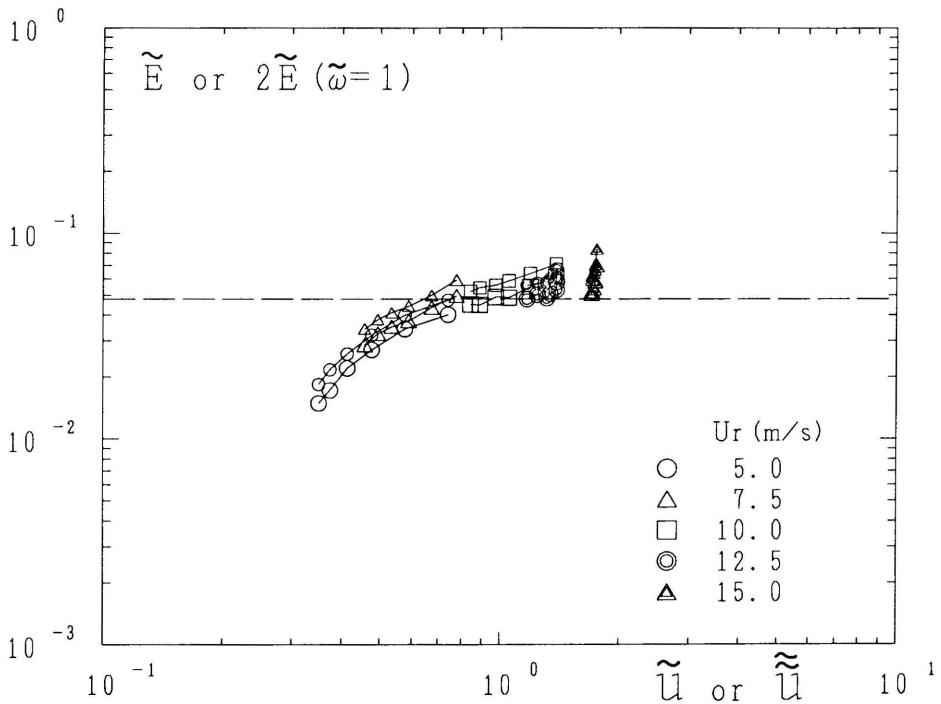
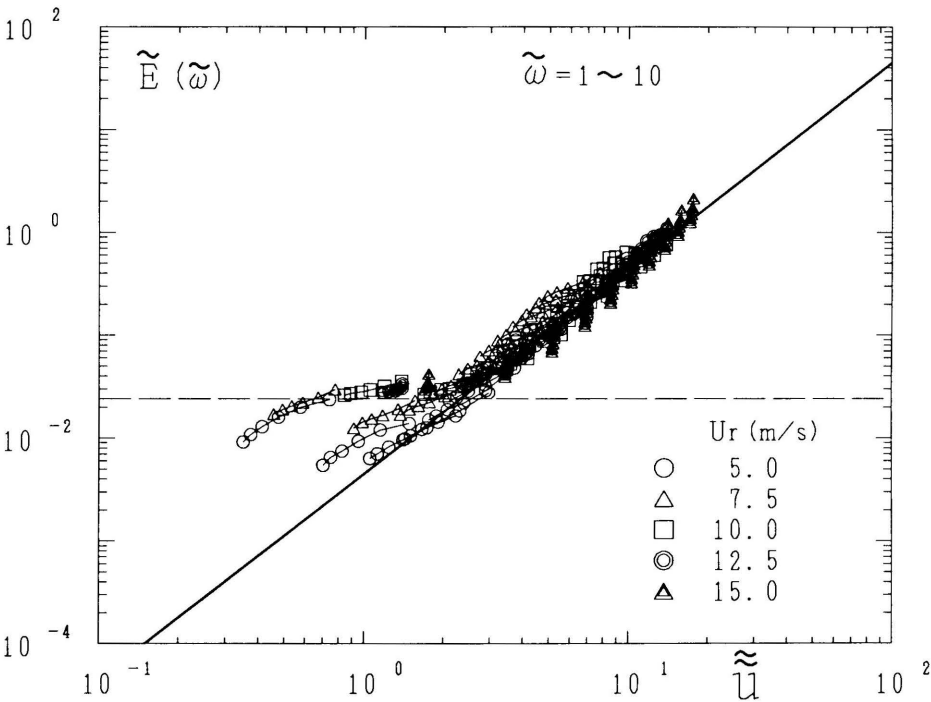


図-4 非線型度 $\tilde{E} = E\omega_p^4/g^2$ と一般化された非線型度 $\tilde{E}(\tilde{\omega} = 1) = E(\omega_p)\omega_p^4/g^2$ の二倍の値との比較 (横軸は波風径数 $\tilde{u} = \omega_p u_{*}/g$ あるいは局所波風径数 $\tilde{u} = \omega u_{*}/g$)。
大印：非線型度 $\tilde{E} = E\omega_p^4/g^2$ 。
小印：一般化された非線型度 $\tilde{E}(\tilde{\omega}) = E(\omega)\omega^4/g^2$ 。
破線：Michell (1983) による Stokes 波の碎波条件から計算した上限の極限值。

て制限される事になるであろう。もしそうであるならば、無次元周波数 $\tilde{\omega}$ が大きいとき、一般化された非線型度 $\tilde{E}(\tilde{\omega})$ は一定値をとるであろうか？ 風波が高周波で Phillips の ω^{-5} スペクトル形を持つならば¹⁹⁾、無次元周波数 $\tilde{\omega}$ の増大と共に、一般化された非線型度の値はある一定値に近づき、極限値を持つはずである。

一般化された非線型度 $\tilde{E}(\tilde{\omega})$ の局所波風径数 $\tilde{u}$ に対する変化を図一5に示した。この図は無次元周波数 $\tilde{\omega}$ に 1, 2, ..., 10 を与えて、(3.1.6)から計算したものである。横軸は局所波風径数 $\tilde{u} = \omega u_* / g$ を表わしている。太線は $\tilde{u}^2$ の直線である。これについては、後に高周波のスペクトル形と関連させて述べる (§3.3)。

この図から、一般化された非線型度 $\tilde{E}(\tilde{\omega})$ は局所平衡仮説に基づく相似形を持つ事が判る。その値は局所波風径数 $\tilde{u}$ のほぼ二乗に比例し、無次元周波数 $\tilde{\omega}$ の増大と共に限りなく増大する。一般化された非線型度 $\tilde{E}(\tilde{\omega})$ は極限値を持たない。この理由は種々考えられる。まず第一に、 $\tilde{E}(\tilde{\omega})$ が $\tilde{\omega}$ の成分波の波形勾配を表しているかどうか明確でない。その上、波の分散関係は水面の乱れた吹送流、表面張力及び低周波の長い波によって影響を受ける。この為、波数 $k = \omega^2/g$ はもはや周波数 $\tilde{\omega}$ の成分波の真の波数を



図一5 無次元周波数 $\tilde{\omega} = 1 \sim 10$ に対する一般化された波の非線型度 $\tilde{E}(\tilde{\omega}) = E(\omega)\omega^4/g^2$ の局所平衡径数 $\tilde{u} = \omega u_* / g$ による変化。
破線：Michell (1983) による Stokes 波の碎波条件から計算した上限の極限値。

表さない。事実、吹送流及び表面張力は波数 k の値を大きく減じる。吹送流及び表面張力がどの程度真の波数 k_u に影響を与えるか次式で評価してみる。

$$(\omega - 0.21 u_* k_u^2)^2 = (g + \gamma k_u) k_u, \quad (3.1.7)$$

γ : 表面張力/ g

吹送流のドップラー効果を含むこの分散式は Tokuda and Toba²⁰⁾ から採用した。式 (3.1.7) に基づく‘波形勾配の二乗値’ $E(\omega) k_u^2$ を図-6 に示した。波形勾配は図-5 に比較すると非常に小さくなっている。しかしながら、この図からは修正された波形勾配が上限の極値を持つかどうか明瞭ではない。在ったとしても弱いものであろう。このような多くの仮定に基づく解析はデータを散乱させるのではっきりした結論を得るのは難しい。

ここでの議論で次のような事に注意しなければならない。風波は規則的な Stokes 波とは異なる。風波は不規則及び回転的で、その上風の影響を受けている。他方、Stokes 波は規則的及び非回転的で、風の影響を受けていない。しかも、Banner and Phillips²¹⁾ によると、風が吹いて吹送流が存在する時に

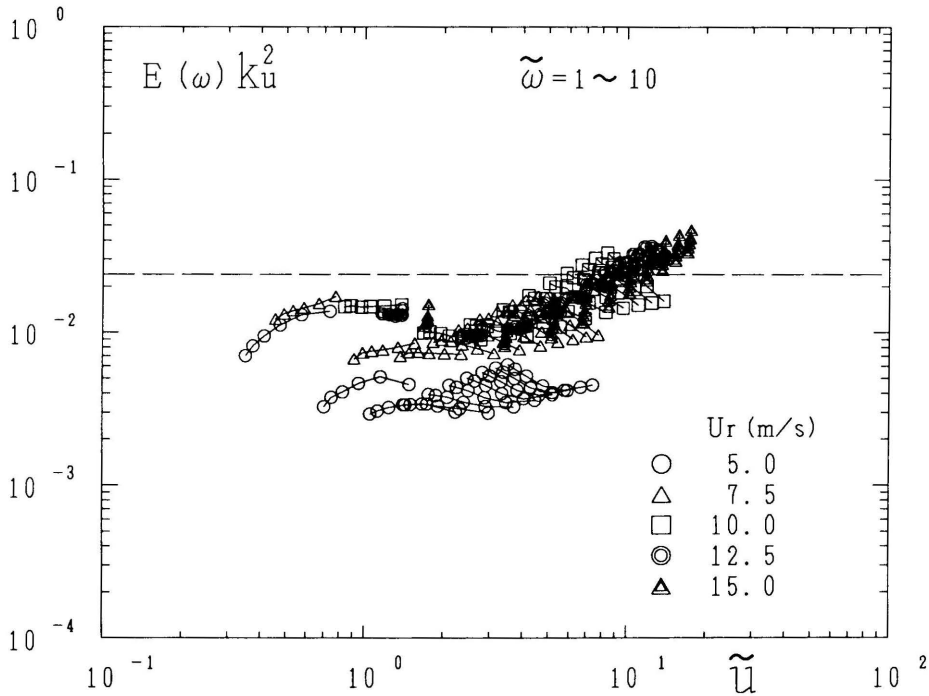


図-6 無次元周波数 $\tilde{\omega} = 1 \sim 10$ に対する‘波形勾配の二乗値’ $E(\omega) k_u^2$ の局所波風径数 $\tilde{u} = \omega u_* / g$ による変化。
破線: Michell (1983) による Stokes 波の碎波条件から計算した上限の極限値。

は砕波条件は修正される。これらの事を考慮すると、上記の議論は、特にその基礎となる仮定は、あやふやなものになる。特に、風波の高周波領域についての仮定はその根拠を失う恐れがある。後の§3.3で風波の高周波領域のパワースペクトルは重力加速度 g とはほとんど無関係になる事が示される。この事実は一般化された非線型度 $\tilde{E}(\bar{\omega})$ についての我々のここでの物理的解釈を曖昧なものとする。

この種の議論は多かれ少かれ '人為的' きらいがあるので、これ以上は止めることにする。一般化された非線型度 $\tilde{E}(\bar{\omega})$ についての結論は次の二点である；(1) 一般化された非線型度 $\tilde{E}(\bar{\omega})$ (特別の場合として、 $3/2$ -乗則を含む) は局所平衡仮説が要請する相似則に従い、(2) 無次元周波数 $\bar{\omega}$ が大の時、一般化された非線型度 $\tilde{E}(\bar{\omega})$ は局所波風径数 $\bar{u}$ で決まり、無次元周波数 $\bar{\omega}$ によらないことである。(2) によると、無次元周波数 $\bar{\omega}$ が大きい時、風波スペクトルの高周波成分は風波の主振動数 ω_p に殆んど関係しないという事になる。このことは風波のスペクトルの高周波成分が飽和している事を示唆する。これについては後の§3.3で風波の高周波領域のスペクトル構造と関連させて議論する。

3.2 主要領域に於けるスペクトル構造

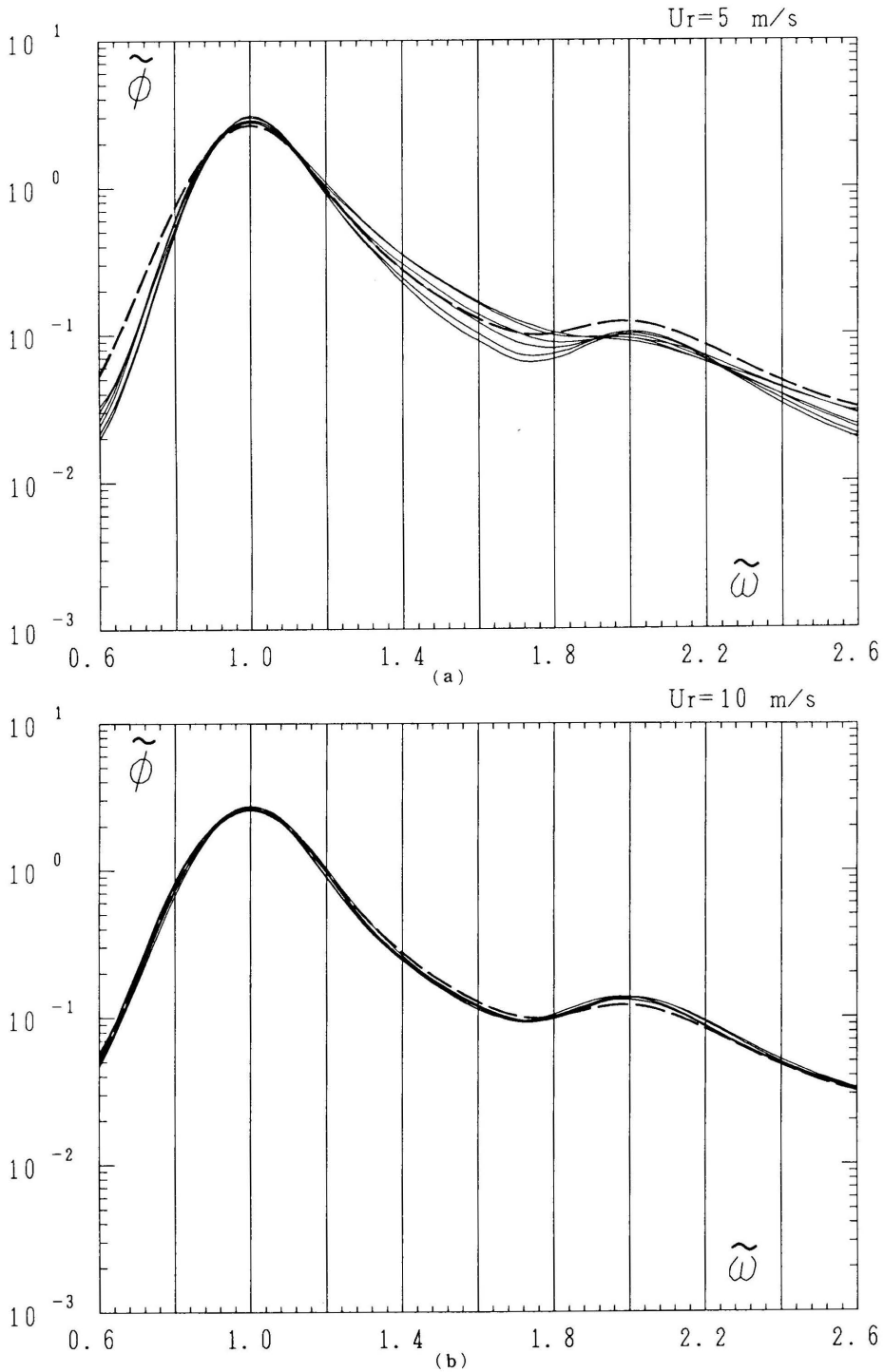
風と風波の局所平衡仮説に基づき風波のスペクトルを (1.3) の関数形で調べた。ここでは、風波の周波数スペクトルを便宜上二つの領域に分けて調べた。風波のスペクトルの主要領域を無次元周波数 $\bar{\omega}$ で $0.5 \leq \bar{\omega} \leq 2.5$ とし、高周波領域を $\bar{\omega} \geq 2.5$ とした。ここでは主要領域のスペクトル形を調べる。§3.1に述べた理由により、基準風速 U_r が 5 m/s 以上且つ吹送距離 X が約 10 m 以上の風波のスペクトルのデータのみを解析した。

図-7 は各吹送距離の無次元スペクトル $\tilde{\phi} = \omega_p \phi(\omega)/E$ を無次元周波数 $\bar{\omega} = \omega/\omega_p$ に対して描いたものである。これらの図中の太破線は平均無次元スペクトル $\tilde{\phi}_m$ を表わしている。低風速 $U_r = 5$ m/s では、測定されたスペクトル $\tilde{\phi}$ は低周波側及び高周波側 ($\bar{\omega} \leq 0.8$ 及び $\bar{\omega} \leq 1.8$) で平均スペクトル $\tilde{\phi}_m$ より小さい (図-7 (a))。高風速 $U_r = 15$ m/s では、逆に同じ無次元周波数領域に対して低周波側も高周波側も大きい (図-7 (c))。風波エネルギーの大部分を含むその中間の周波数領域 ($0.8 \leq \bar{\omega} \leq 1.8$) に対しては、上記のような単純な基準風速 U_r への依存の様子を認めるのは難しい。平均無次元スペクトル $\tilde{\phi}_m$ の値は全周波数領域で基準風速 $U_r = 10$ m/s のスペクトルに近い (図-7 (b))。

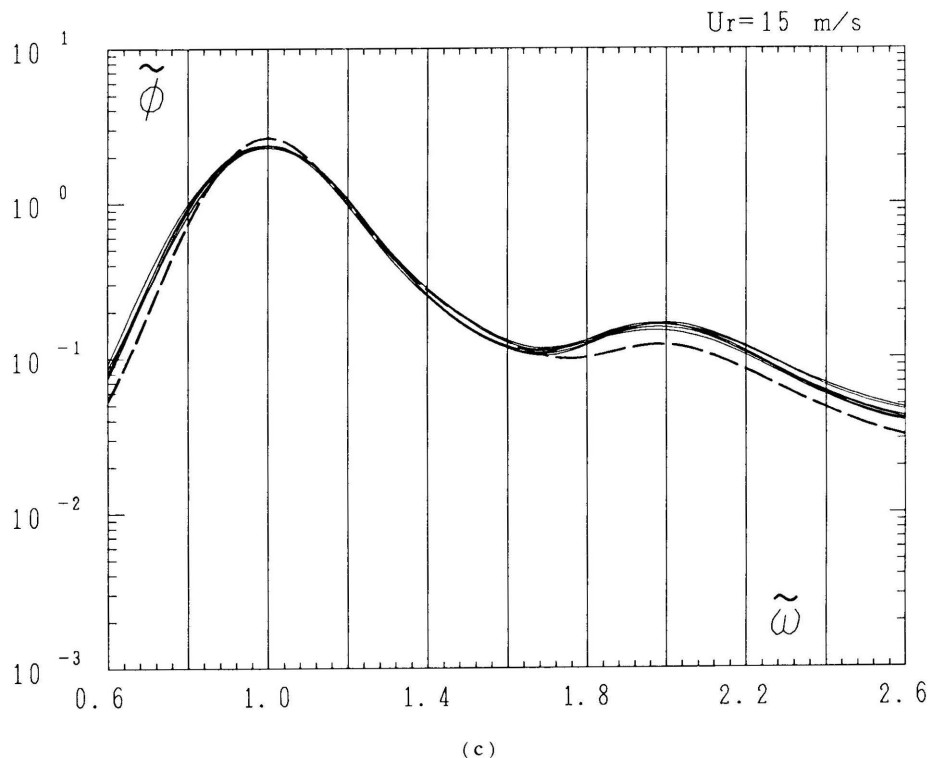
これらの図から次のようなことが判る：風波の無次元スペクトル $\tilde{\phi}$ は (1) 相似則を略満たし、(2) その形は波風径数に依って変化する。しかしながら、このままの形ではスペクトルの波風径数による変化の詳細が判りづらい。そこで、次のような基準化を施してスペクトルの詳細を調べた。二重基準化スペクトル $\tilde{\tilde{\phi}}$ を次のように定義する。

$$\tilde{\tilde{\phi}} = \tilde{\phi}/\tilde{\phi}_m \quad (3.2.1)$$

風波のスペクトルの波風径数 $\bar{u}$ の変化の詳細をその平均スペクトル $\tilde{\phi}_m$ からのずれとして拡大した。図-8 (a)~(c) は図-7 (a)~(c) に対応する $\tilde{\tilde{\phi}}$ の無次元周波数 $\bar{\omega}$ に対する図である。スペクトルの $\bar{\omega}$ に対する変化がかなり拡大されている。基準風速 U_r が増大すると共に、 $\tilde{\tilde{\phi}}(\bar{\omega} = 1)$ は減少し、逆に $\tilde{\tilde{\phi}}(\bar{\omega} \sim 2)$ は増大する。特に、基準風速 $U_r = 5$ m/s の低速の場合、吹送距離の増大と共に、 $\tilde{\tilde{\phi}}(\bar{\omega} \sim 1.5)$ は明瞭に増大する (図-8 (a))。これに反して、 $U_r = 15$ m/s の高風速では、逆に $\tilde{\tilde{\phi}}(\bar{\omega} \sim 1.5)$ は僅かに減



図一七 主要周波数領域の無次元化スペクトル $\tilde{\phi} = \omega_p \phi(\omega)/E$ の無次元周波数 $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p$ に対する変化 ($0.5 \leq \tilde{\omega} = \omega/\omega_p \leq 2.5$).
 基準風速: (a) $U_r = 5.0$ m/s, (b) $U_r = 10.0$ m/s, (c) $U_r = 15.0$ m/s.
 破線: 平均スペクトル $\tilde{\phi}_m$



少の傾向を示す。基準風速 $U_r = 5$ m/s について、 $\tilde{\phi}$ の波風径数 $\tilde{u}$ 及び無次元周波数 $\tilde{\omega}$ に対する変化を鳥瞰図で図-9 に示した。この図から、上に述べた種々のスペクトルの特徴を明瞭に見ることが出来る (図-8 (a) に対応する)。

風波の主要周波数領域の標準スペクトルを具体的に求めるために、各無次元周波数 $\tilde{\omega}$ の値に対応する二重基準化スペクトル $\tilde{\phi}(\tilde{u}; \tilde{\omega})$ の波風径数 $\tilde{u}$ に対する変化を調べた。典型的な例として、無次元周波数の値 $\tilde{\omega} = 0.6, 1.0, 1.5$ 及び 2.0 を選び、これらの値に対する二重基準化スペクトル $\tilde{\phi}(\tilde{u}; \tilde{\omega})$ の波風径数 $\tilde{u}$ に対する変化を図-10 (a)~(d) 示した。

これらの図の直線は二重基準化スペクトル関数 $\tilde{\phi}(\tilde{\omega}; \tilde{u})$ に

$$\tilde{\phi}(\tilde{\omega}; \tilde{u}) = b(\tilde{\omega})\tilde{u}^{a(\tilde{\omega})} \quad (3.2.2)$$

を当てはめ、最小自乗法で $a(\tilde{\omega})$ 及び $b(\tilde{\omega})$ を決めた関数である。これらの図から、二重基準化スペクトル関数 $\tilde{\phi}(\tilde{\omega}; \tilde{u})$ は式 (3.2.2) でよく表わせることが判る。関数 $\tilde{\phi}$ は低周波側 $\tilde{\omega} \leq 0.6$ 及び高周波側 $\tilde{\omega} \sim 2$ 付近では波風径数 $\tilde{u}$ の増加関数であるが、その中間の $\tilde{\omega} = 1$ 及び $\tilde{\omega} = 1.5$ 付近では逆に減少関数である。

この様にして決めた a, b の無次元周波数 $\tilde{\omega}$ に対する変化を図-11 に示した。これらの図から次のようなことが判る。

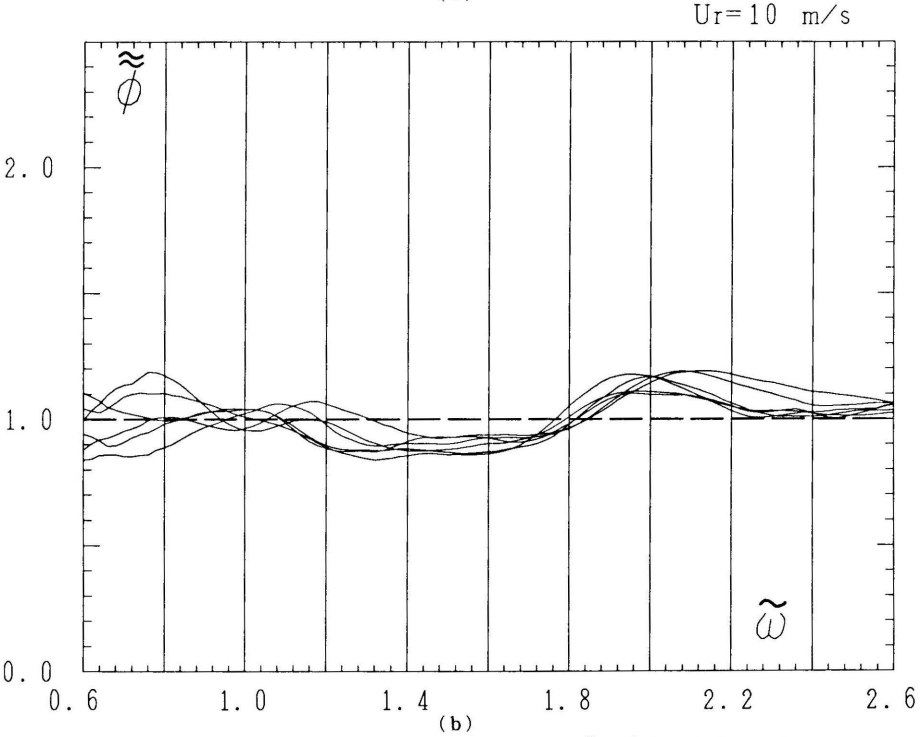
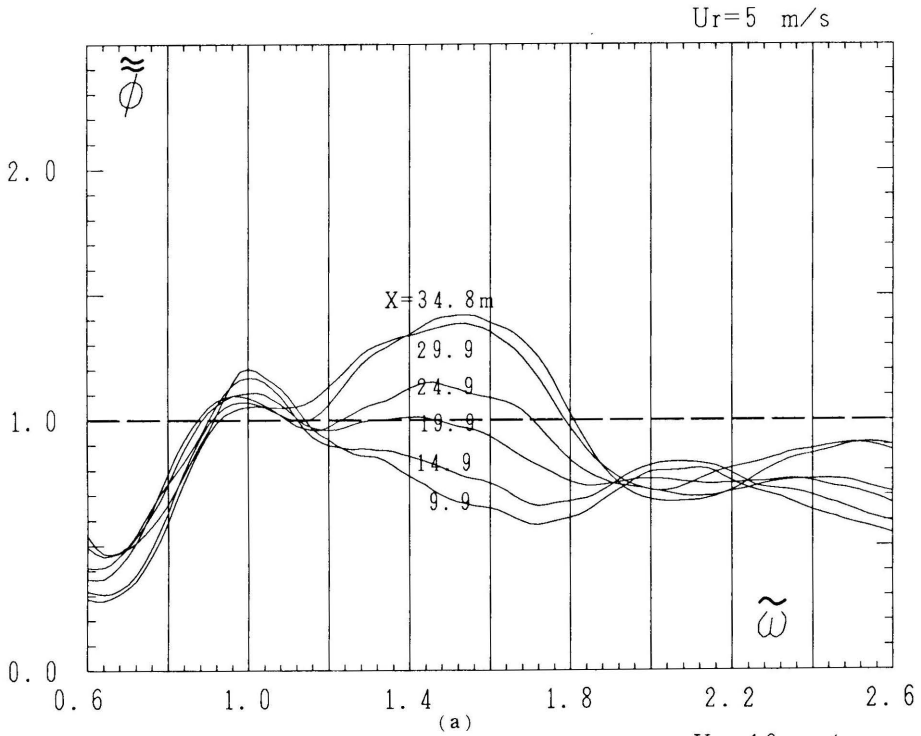
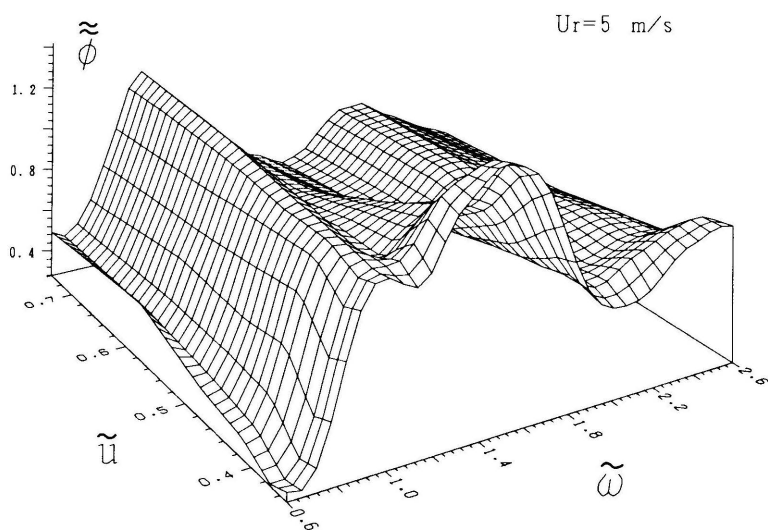
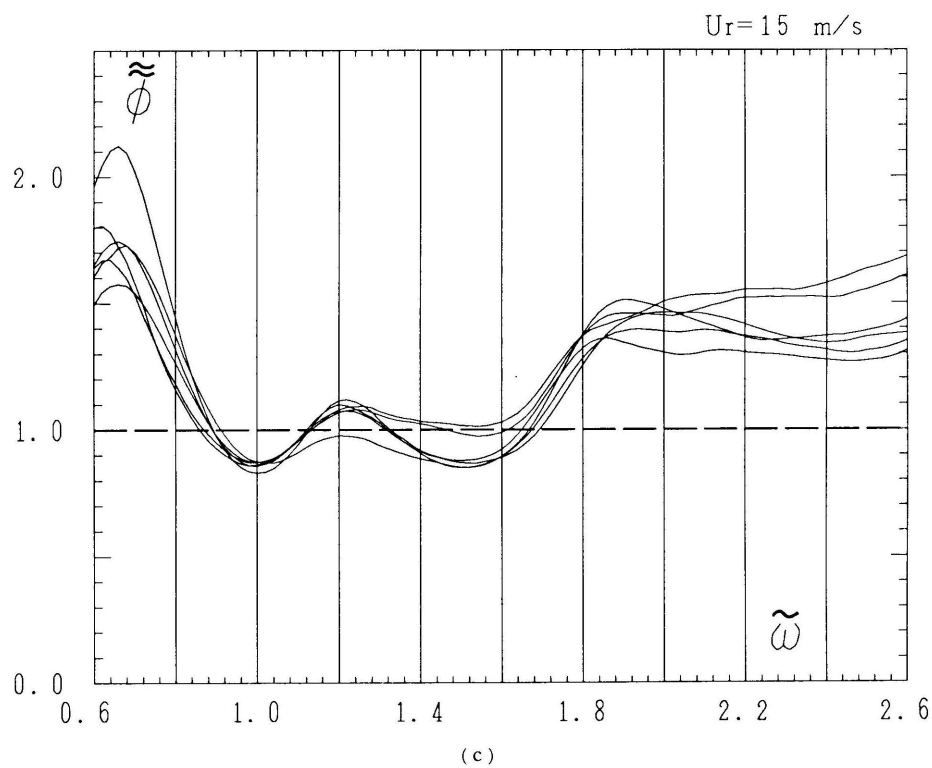


図-8 主要周波数領域の二重基準化スペクトル $\tilde{\phi} = \phi/\phi_m$ の無次元周波数 $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p$ に対する変化。
 基準風速：(a) $U_r = 5.0 \text{ m/s}$, (b) $U_r = 10.0 \text{ m/s}$, (c) $U_r = 15.0 \text{ m/s}$
 破線：平均スペクトル $\tilde{\phi}_m$



図一9 波風径数 $\tilde{u} = \omega_p u_* / g$ 及び無次元周波数 $\tilde{\omega} = \omega / \omega_p$ に対する二重基準化スペクトル $\tilde{\phi} / \tilde{\phi}_m$ の鳥瞰図 (基準風速 $U_r = 5 \text{ m/s}$) .

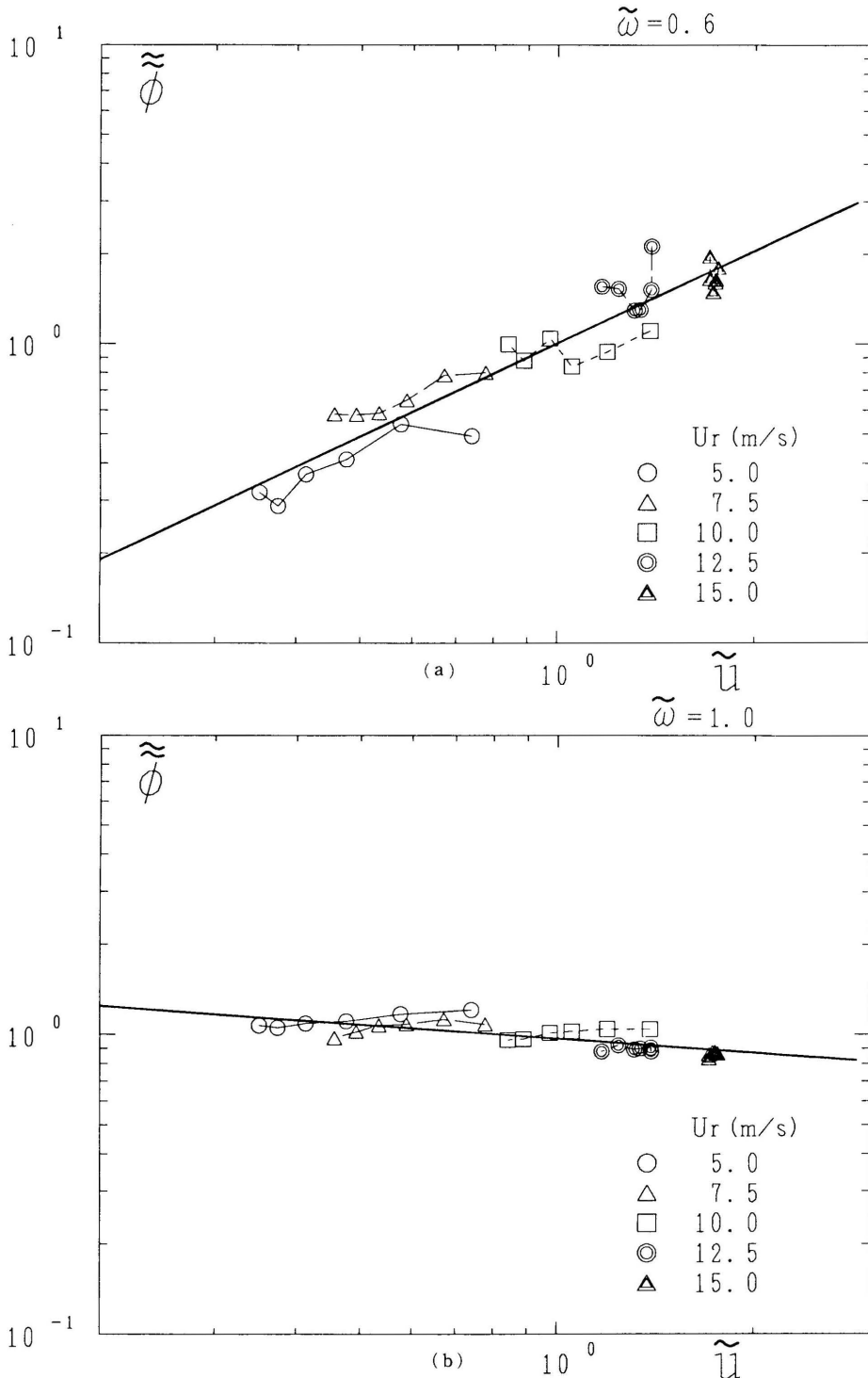
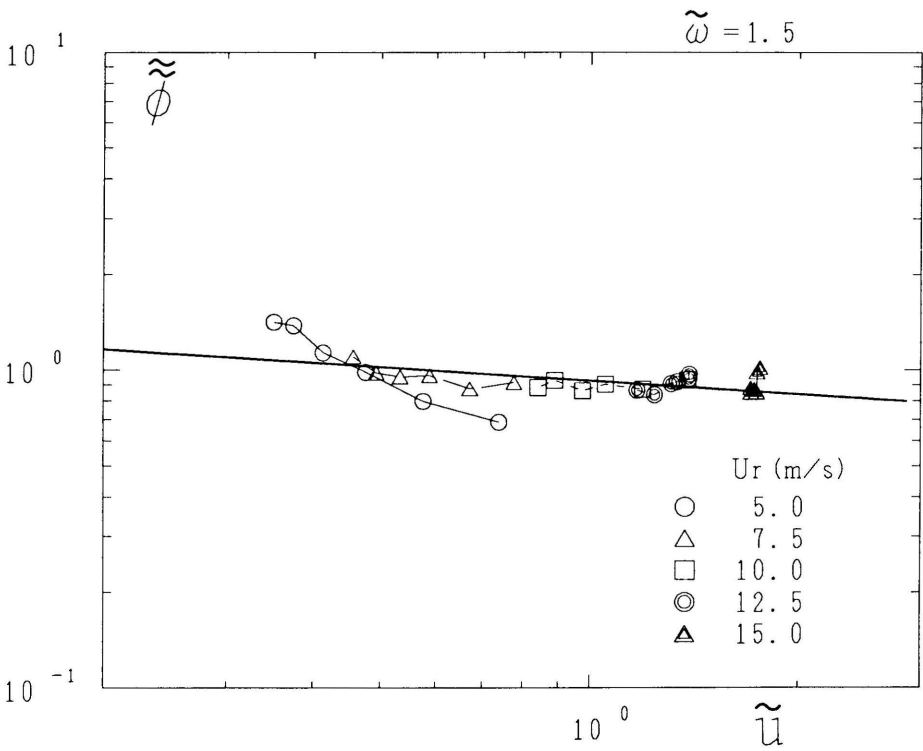
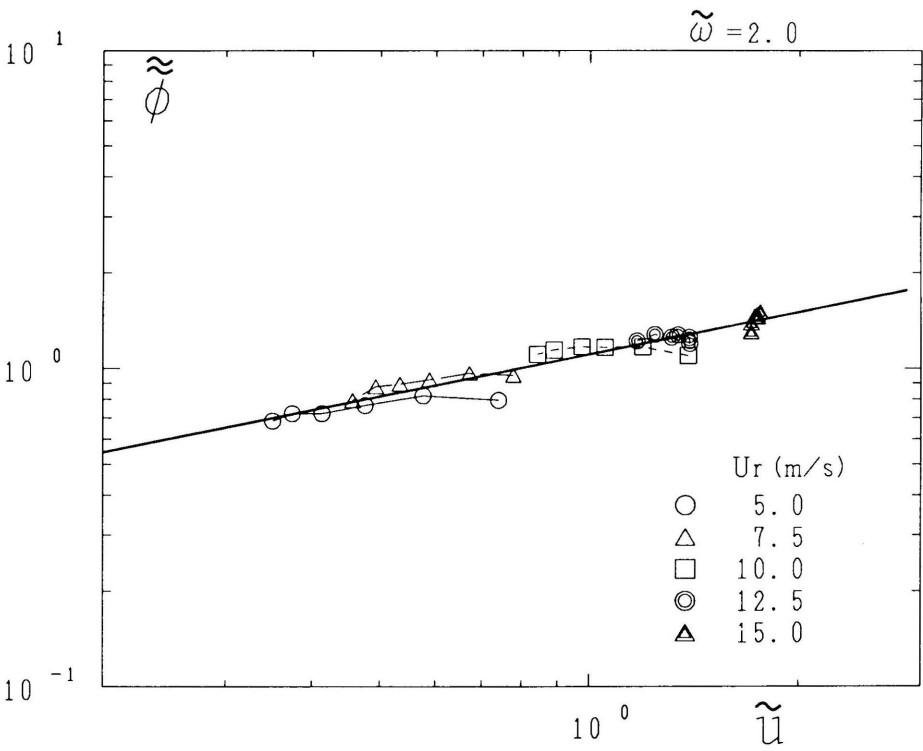


図-10 無次元周波数 $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p$ の種々の値に対する二重基準化スペクトル $\tilde{\phi} = \phi/\phi_m$ の波風径数 $\tilde{u} = \omega_p u_*/g$ による変化。
 無次元周波数 $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p$ の値: (a) $\tilde{\omega} = 0.6$, (b) $\tilde{\omega} = 1.0$, (c) $\tilde{\omega} = 1.5$, (d) $\tilde{\omega} = 2.0$.
 太線: 各無次元周波数 $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p$ 毎に, 最小自乗法により二重基準化スペクトル $\tilde{\phi}(\tilde{u}; \tilde{\omega}) = b(\tilde{\omega})\tilde{u}^{c(\tilde{\omega})}$ を当てはめて決めた直線.



(c)



(d)

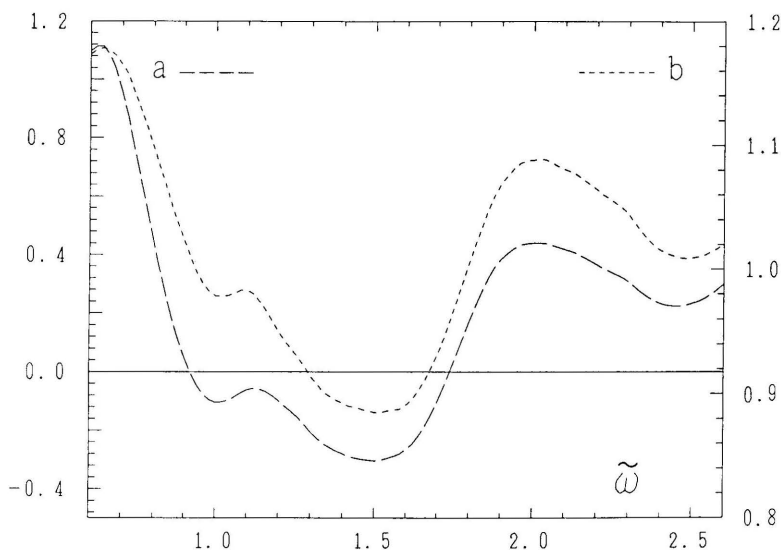


図-11 二重基準化スペクトル $\tilde{\phi}(\tilde{u}; \tilde{\omega}) = b(\tilde{\omega})\tilde{u}^{a(\tilde{\omega})}$ の係数 $a(\tilde{\omega})$ 及び $b(\tilde{\omega})$ の変化。

(1) a, b は互いに無次元周波数 $\tilde{\omega}$ に対してほぼ同様な変化を示す。

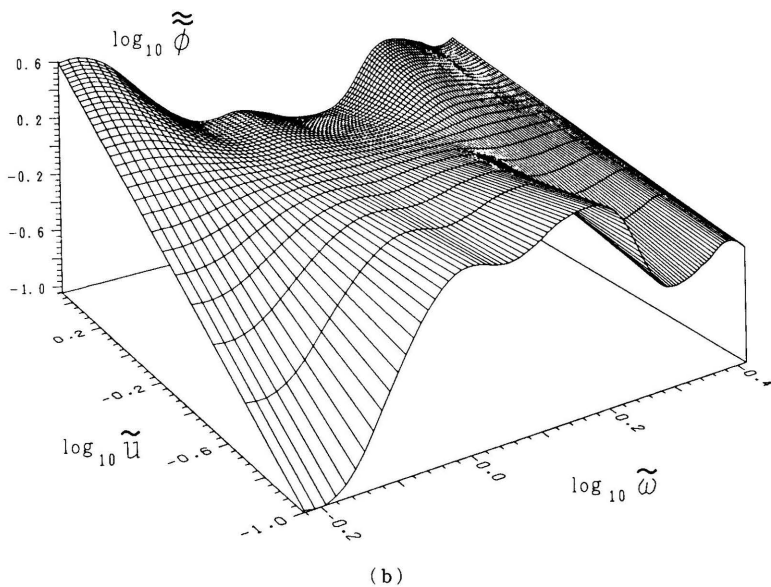
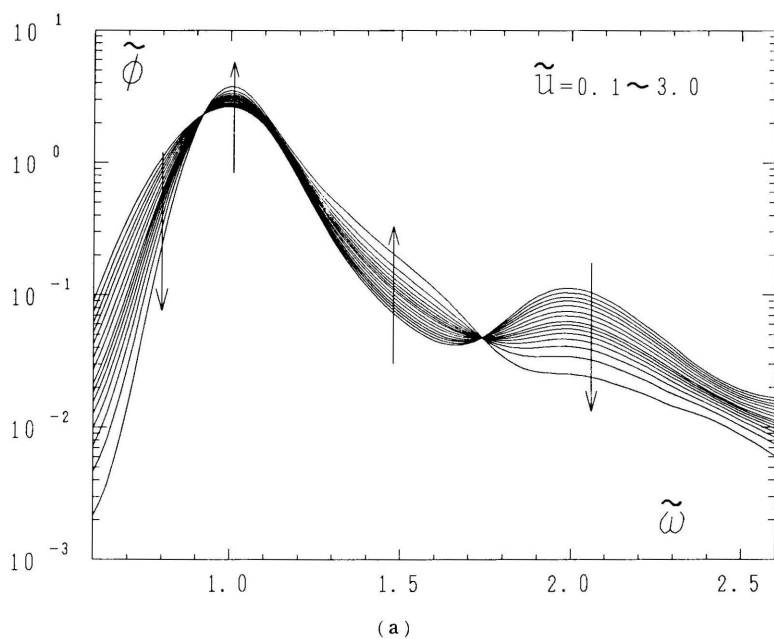
(2) $\tilde{\omega} \leq 0.8, \tilde{\omega} \geq 1.7$ では波風径数 $\tilde{u}$ の増加関数である。

(3) $0.8 \leq \tilde{\omega} \leq 1.7$ では波風径数 $\tilde{u}$ の減少関数である。無次元周波数 $\tilde{\omega}$ の $0.8 \leq \tilde{\omega} \leq 1.6$ に対して、 $a(\tilde{\omega})$ は負の値をとるが、その $\tilde{\omega}$ への依存性は単純ではない。無次元周波数 $\tilde{\omega} \sim 1.1$ 付近で、 $a(\tilde{\omega})$ の値は急に変化する。この形は狭帯スペクトルの非線形エネルギー伝達関数の変化の様子に類似している²²⁾。この周波数付近で、非線形エネルギー伝達関数も急に変化する。その変化は、スペクトル形が狭帯であればあるほど、急激である。無次元周波数 $\tilde{\omega} \sim 1.1$ 付近で、 $a(\tilde{\omega})$ 及び非型エネルギー伝達関数が共に急変している事実は興味深く、将来の研究課題の一つであろう。

これらの a, b から (3.2.2) によって決めた無次元標準スペクトル $\tilde{\phi}_s(\tilde{\omega}; \tilde{u})$ を図-12 (a) に示した。波風径数の値を $\tilde{u} = 0.1 \sim 3.0$ と変化させて、標準スペクトル $\tilde{\phi}_s$ を無次元周波数 $\tilde{\omega}$ に対して描いたものである。この図の矢印は波風径数 $\tilde{u}$ の減少に伴う標準スペクトル $\tilde{\phi}_s$ の変化の向きを示している。波風径数 $\tilde{u}$ の減少と共に低周波側及び高周波側は減少し、その中間の $\tilde{\phi}(\tilde{\omega} = 1)$ 及び $\tilde{\phi}(\tilde{\omega} = 1.5)$ 付近は逆に増加する。図-12 (b) はこの二重規格化スペクトル $\tilde{\phi}_s(\tilde{\omega}; \tilde{u})$ の鳥瞰図である。風波スペクトルの無次元標準スペクトル $\tilde{\phi}(\tilde{\omega}; \tilde{u})$ の無次元周波数 $\tilde{\omega}$ 及び波風径改 $\tilde{u}$ に対する上述した依存性を具体的にすることが出来る。

これまでの議論は次式の正規化条件を考慮していない。

$$\int \phi_s(\tilde{\omega}, \tilde{u}) d\omega = 1 \quad (3.2.3)$$



図—12 波風径数の値 $\tilde{u}(= \omega_p u_* / g) = 0.1 \sim 3.0$ に対する主要周波数領域の標準無次元スペクトル $\tilde{\phi}_s(\tilde{\omega}; \tilde{u})$.

(a) 標準無次元スペクトル密度 $\tilde{\phi}_s$ の無次元周波数 $\tilde{\omega} = \omega / \omega_p$ に対する変化。波風径数 $\tilde{u} = \omega_p u_* / g$ の減少と共に、矢印の向きに標準スペクトル密度 $\tilde{\phi}_s$ は増大あるいは減少する。

(b) 二重規準化スペクトル密度 $\tilde{\phi}_s$ の鳥瞰図。

この正規化条件を満たす為には、修正因子 $c(\bar{u})$ を $\bar{\phi}_s$ に乗じて標準スペクトル $\bar{\phi}_s$ を求めなければならない。この修正因子 $c(\bar{u})$ を図-13 に示した。図から判るように、修正因子 $c(\bar{u})$ の値は非常に 1 に近い (0.86-0.97)；波風径数 $\bar{u}$ による変化も小さく、且つ非常に滑らかである。その上、この修正因子 $c(\bar{u})$ を乗じてもスペクトルはその形を変えない。従って、スペクトル形の波風径数 $\bar{u}$ への依存性を調べるには上記のように決めた標準スペクトル $\bar{\phi}_s$ で十分である。しかしながら、これ以後は無次元標準スペクトルとしては $\bar{\phi}_s$ を用いる事にし、記号も $\bar{\phi}_s$ と書く。

ここで、本研究で求めた無次元標準スペクトル $\bar{\phi}_s$ を、これまで提案されているスペクトル形の内、代表的なものとして Pierson-Moskowitz 及び JONSWAP スペクトルを選んで比較した。結果を図-14 (a) 及び (b) に算術目盛り及び対数目盛りで各々示した。無次元標準スペクトル $\phi_s(\bar{\omega}, \bar{u})$ の値は波風径数に $\bar{u} = 0.1 \sim 3.0$ を与えて計算したものである。この図から次のような事がわかる；(1) ここで求めた標準スペクトル $\bar{\phi}_s$ では主振動数付近にそのエネルギーが大部分集中していること、(2) 一方、無次元周波数の $\bar{\omega} \geq 1.2$ 以上では、Pierson-Moskowitz 及び JONSWAP スペクトルの方が我々の $\bar{\phi}_s$ よりそのスペクトル密度が大であること、(3) 我々の $\bar{\phi}_s$ には無次元周波数の $\bar{\omega} = 2$ 付近に第二のピークが認められるが、Pierson-Moskowitz スペクトルと JONSWAP スペクトルにはそのピークが認められないこと。波風径数 $\bar{u}$ を種々与えて、種々な先鋭度を持つスペクトル形を表すことが出来る。しかしながら、波風径数 $\bar{u}$ に極端に高い値を与えても、Pierson-Moskowitz スペクトルを近似出来ない。これは風

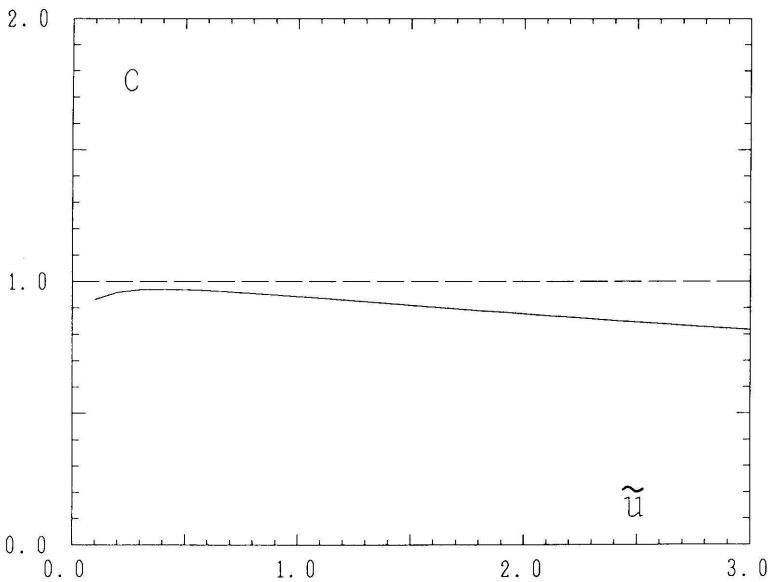
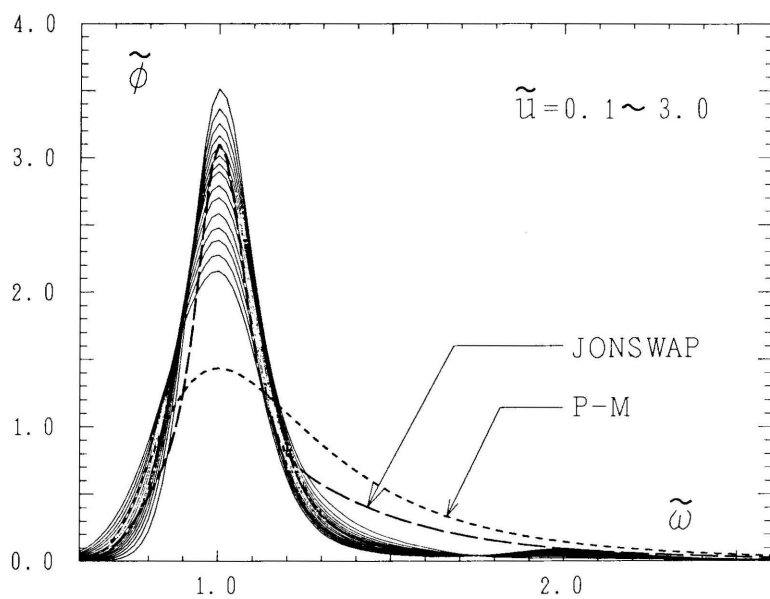
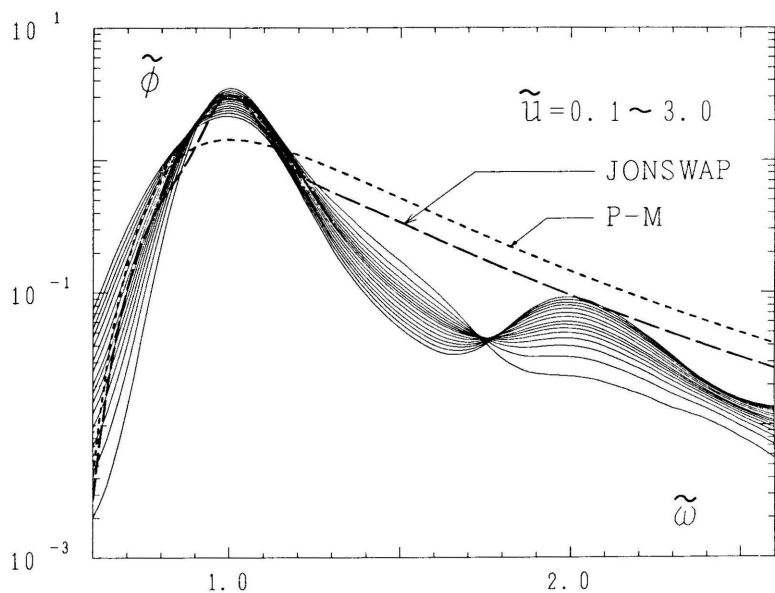


図-13 波風径数 $\bar{u} = \omega_{p11*}/g$ に対する正規化因数 $c(\bar{u})$ の変化。



(a)



(b)

図-14 標準スペクトル $\tilde{\phi}_s(\tilde{\omega}; \tilde{u})$ と Pierson-Moskowitz 及び JONSWAP スペクトルとの比較.

波風径数の値 $\tilde{u} (= \omega_p u_* / g) = 0.1 \sim 3.0$ を与えて, 標準スペクトル $\tilde{\phi}_s(\tilde{\omega}; \tilde{u})$ を計算.

(a) 算術目盛り.

(b) 対数目盛り.

胴水槽のスペクトルと実際の海洋のスペクトルとの大きな相違を表している。しかも、風胴水槽での波風径数 $\bar{u}$ は海洋で観測される $\bar{u}$ よりは大である。この事実は海洋のスペクトルと風胴のスペクトルとに大きな違いがある事を意味する。

ここで求めた標準スペクトル $\tilde{\phi}_s(\bar{\omega}, \bar{u})$ を適用するに当たっては、(1) この標準スペクトル $\tilde{\phi}_s(\bar{\omega}, \bar{u})$ が風胴水槽のデータだけから決められたと言う事、及び (2) 風と風波との間に局所平衡が成立している風波のスペクトルに有効に適用出来る事、等に注意を払わなければならない。

3.3 高周波領域におけるスペクトル構造

高周波領域をここでは無次元周波数 $\bar{\omega}$ で $2.5 \leq \bar{\omega} \leq 10$ とする。主要領域と同様の手法で高周波領域のスペクトルを調べた。図-15 及び 16 は各々高周波領域の $\tilde{\phi} \sim \bar{\omega}$ 、 $\tilde{\phi} \sim \bar{\omega}$ 及び $\tilde{\phi} \sim \bar{u}$ の関係を表わすもので、主要周波数領域の図-7 及び 8 に対応する。これらの図の中の太破線は前と同様に平均スペクトル $\tilde{\phi}_m$ を表わす。この高周波領域においては、無次元スペクトル $\tilde{\phi}$ 及び $\tilde{\phi}$ は基準風速 U_r に依存し、風速の増大と共に増大する。平均スペクトルからのずれとして拡大した二重基準化スペクトル $\tilde{\phi} \sim \bar{\omega}$ の図-16 からは次のようなことが判る。基準風速 $U_r = 5 \text{ m/s}$ の低風速の場合は吹送距離 X の増大と共に $\tilde{\phi}$ も増大するが、高風速 $U_r = 15 \text{ m/s}$ では逆に $\tilde{\phi}$ は減少する。 $U_r = 10 \text{ m/s}$ では $\tilde{\phi}$ は吹送距離 X

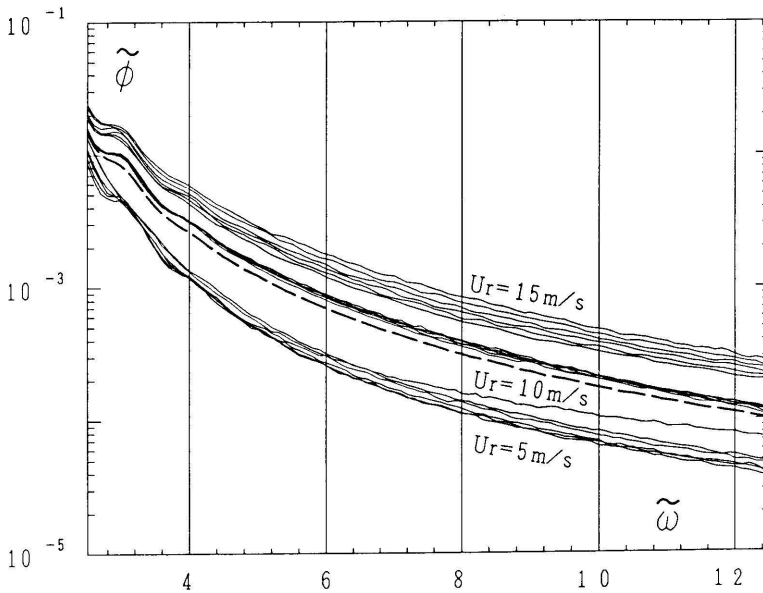
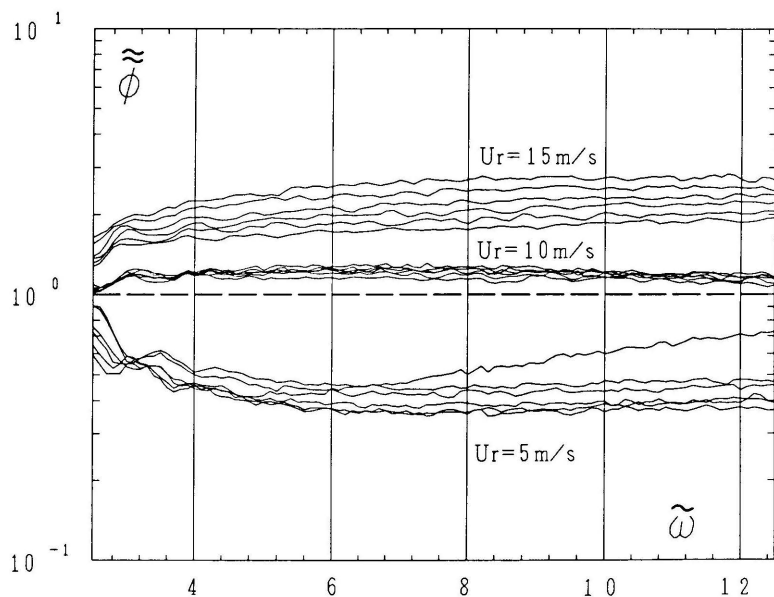


図-15 高周波領域の無次元化スペクトル $\tilde{\phi} = \omega_p \phi(\omega)/E$ の無次元周波数 $\bar{\omega} = \omega/\omega_p$ に対する変化。
基準風速: $U_r = 5.0, 10.0, 15.0 \text{ m/s}$ 。
破線: 平均スペクトル $\tilde{\phi}_m$ 。

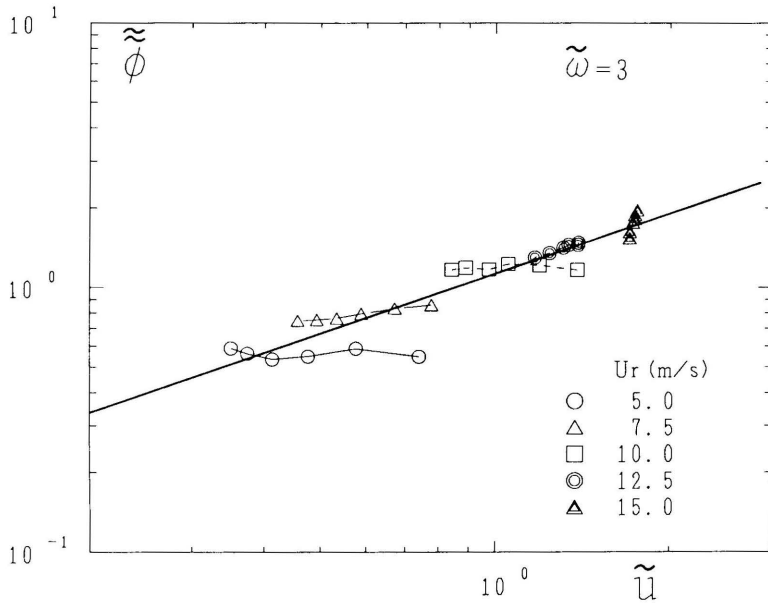
には殆ど無関係に一定値を取る。

無次元周波数 $\bar{\omega} = 3, 6$ 及び 9 に対する無次元スペクトル $\bar{\phi}$ の無次元周波数 $\bar{\omega}$ に対する変化を図一17 (a), (b) 及び (c) に示した。主要領域の場合と同様に、太線は式 (3.2.2) $\bar{\phi}(\bar{\omega}; \bar{u}) = b(\bar{\omega})\bar{u}^{a(\bar{\omega})}$ を当てはめて、最小自乗法で a 及び b を決めた直線である。これらの最小自乗法で決めた直線は、主要周波数領域の場合と異なり、二重基準化スペクトル関数 $\bar{\phi}(\bar{\omega}; \bar{u})$ を正確には表現しきれない。低風速の場合、二重基準化スペクトル $\bar{\phi}$ は波風係数 $\bar{u}$ より基準風速 U_r によって変化する。高風速においては、 $\bar{\phi}$ はむしろ吹送距離に依存する。これらの図は、径数として波風径数 $\bar{u}$ のみでは二重基準化スペクトル $\bar{\phi}$ を正確に表現出来ないことを示唆している。二重基準化スペクトル関数 $\bar{\phi}$ をより正確に表現するためには、波風径数 $\bar{u}$ のみでなく、表面張力或は粘性といった別の径数をも取り入れる必要があるであろう。ある程度の曖昧さは残るけれど、ここで求めた直線は波風径数 $\bar{u}$ に対する二重基準化スペクトル $\bar{\phi}$ の巨視的变化の傾向をかなり良く表現している。主要周波数領域の場合と異なり、高周波領域では全域で二重基準化スペクトル $\bar{\phi}$ は波風径数 $\bar{u}$ の増加関数である。

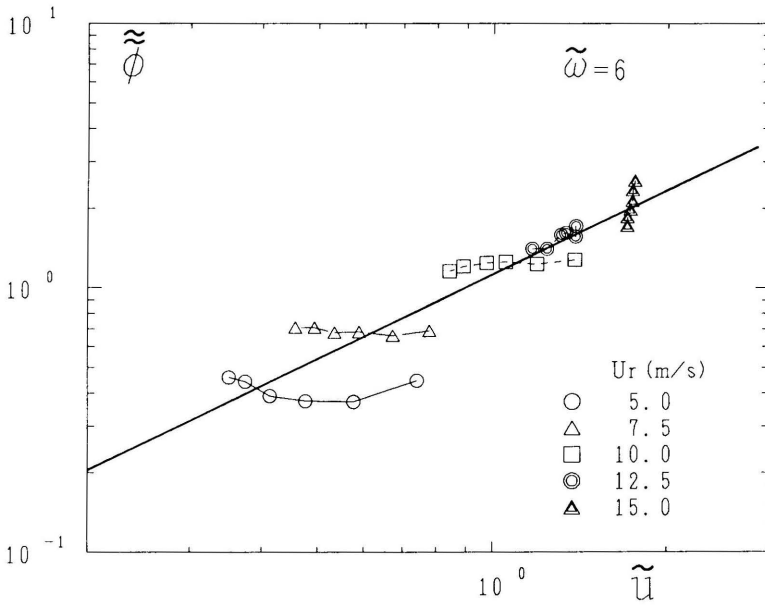
この様にして決めた $a(\bar{\omega})$, $b(\bar{\omega})$ を無次元周波数 $\bar{\omega}$ に対する変化を図一18 示した。 a は無次元周波数 $\bar{\omega}$ と共に増大するが、 $\bar{\omega} \geq 6$ でほぼ一定値 1.05 程度の値を取る。これに反して、 b は全周波数領域でほぼ一定値 1.14 を取る。これ等の a , b から高周波領域の標準スペクトル $\bar{\phi}_s(\bar{\omega}; \bar{u})$ を求めた。波風径



図一16 高周波領域の二重基準化スペクトル $\bar{\phi} = \bar{\phi}/\bar{\phi}_m$ の無次元周波数 $\bar{\omega} = \omega/\omega_p$ に対する変化。
基準風速: $U_r = 5.0, 10.0, 15.0$ m/s.
破線: 平均スペクトル $\bar{\phi}_m$.



(a)



(b)

図-17 無次元周波数 $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p$ の種々の値に対する二重基準化スペクトル $\tilde{\phi} = \tilde{\phi}/\tilde{\phi}_m$ の波風怪数 $\tilde{u} = \omega_p u_* / g$ による変化。

無次元周波数 $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p$ の値：(a) $\tilde{\omega} = 3.0$, (b) $\tilde{\omega} = 6.0$, (c) $\tilde{\omega} = 9.0$

太線：各無次元周波数 $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p$ 毎に、最小自乗法により二重基準化スペクトル $\tilde{\phi}(\tilde{u}; \tilde{\omega}) = b(\omega)\tilde{u}^{\alpha(\tilde{\omega})}$ を当てはめて決めた直線。

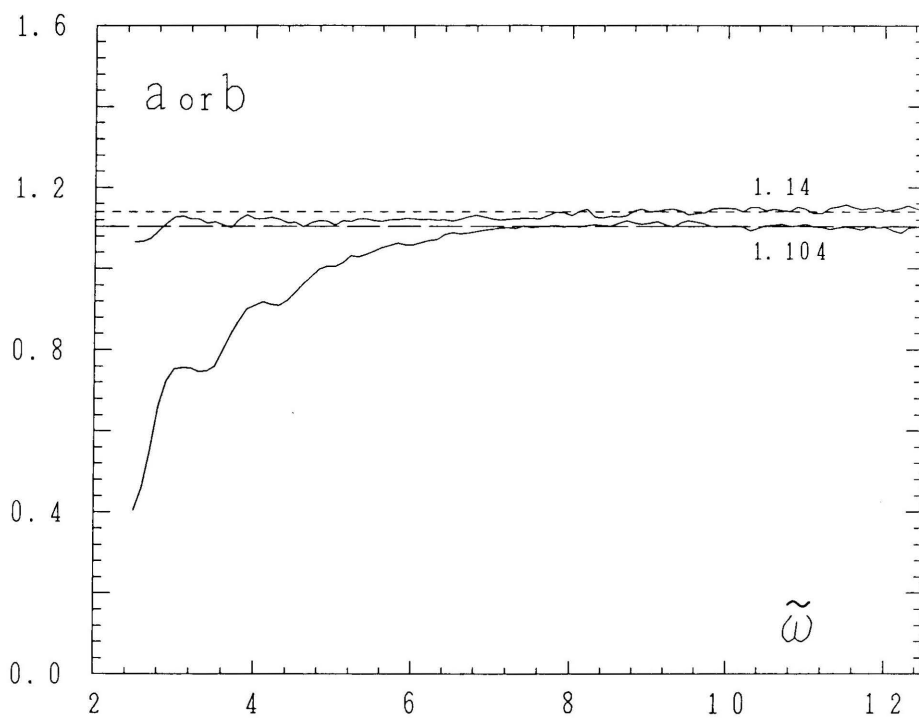
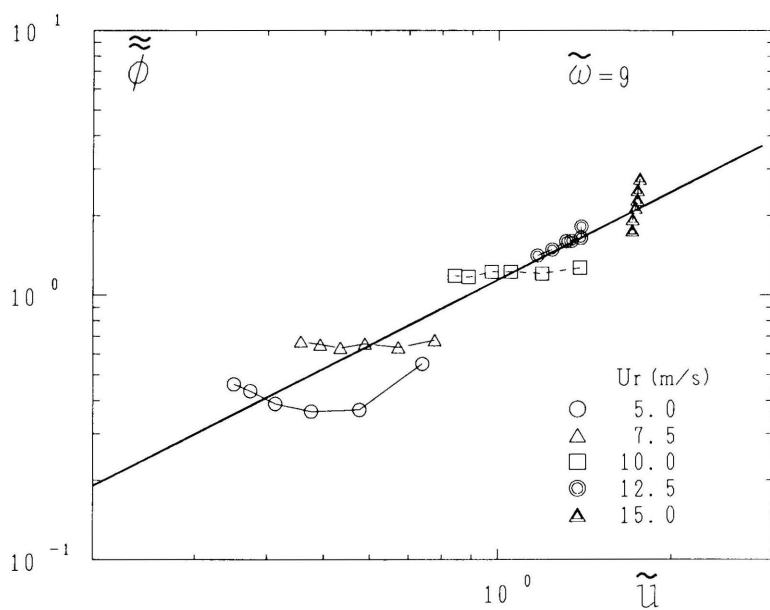


図-18 二重基準化スペクトル $\tilde{\phi}(\tilde{\omega}; \tilde{\omega}) = b(\tilde{\omega})\tilde{\omega}^{a(\tilde{\omega})}$ の係数 $a(\tilde{\omega})$ 及び $b(\tilde{\omega})$ の変化.

数を $\bar{u} = 0.01$ から 3.0 まで変化させた時の標準スペクトル $\bar{\phi}_s(\bar{\omega}; \bar{u})$ の無次元周波数 $\bar{\omega}$ に対する変化を図-19 に示した。波風径数 $\bar{u}$ の減少と共に、高周波領域の標準スペクトル $\bar{\phi}_s$ は矢印の向きに減少する。

高周波領域の風波スペクトルに関する上記の結果に物理的な解釈を加えてみよう。 $a(\bar{\omega})$ 及び $b(\bar{\omega})$ は測定された全領域で 1 に極めて近い。簡単のためこれらの値を 1 と置く。風波の高周波領域のスペクトル形は ω^{-3} にほぼ比例する。そこで、風波の高周波領域の平均無次元スペクトル $\bar{\phi}_m$ を次式で近似することができる。

$$\bar{\phi}_m = \bar{\phi}_s / \bar{u} = 0.188 \omega^{-3} \quad (3.3.1)$$

この近似平均スペクトルを図-20 に破線で示した。実験値 $\bar{\phi}_m$ との一致は良好である。係数 0.188 は最小自乗法から決めた。これに無次元スペクトル $\bar{\phi}$ 、波風径数 $\bar{u}$ 及び平均スペクトルの定義式 $\bar{\phi}_m$ から (3.3.1) を有次元のスペクトル形に書き換えると

$$\bar{\phi}_s = 0.188 (E/\omega_p) (\omega/\omega_p)^{-3} (\omega_p u_* / g) \quad (3.3.2)$$

を得る。3/2-乗則 (3.1.1) を代入すると次式となる。

$$\phi(\omega) = 8.95 \times 10^{-3} u_*^2 \omega^{-3} \quad (3.3.3)$$

(3.3.3) 式で表されるスペクトル密度は重力加速度 g にも、風波の主振動数 ω_p にも無関係である。したがって、局所平衡にある風波の高周波領域の波動（振動）は、主振動数の支配的な波には無関係に、乱れた剪断流によって維持されている可能性を示唆する。事実、(3.3.3) を前節 (§ 3.1) で議論した一般化された波の非線型度へ代入すると

$$\bar{E}(\bar{\omega}) = 4.47 \times 10^{-3} (\omega u_* / g)^2 \quad (3.3.4)$$

この一般化された波の非線型度の値を図-5 に太い直線で示した。一般化された波の非線型度が高周波領域で限りなく増大し、極限值を持ち得なかったのは恐らくこの理由からであろう。高周波領域の波動（振動）は重力波の砕波よりむしろ剪断流の乱れによって主に支配されている可能性を示唆する。

4. 結論と議論

風と風波の局所平衡仮説に基づき、風洞水槽で測定した風波スペクトルを詳細に調べた。先ず第一に、風波の非線型度と波風径数との巨視的關係を調べた。その結果、波高と周期の巨視的關係を表わす鳥羽の 3/2-乗則がほぼ成立することが判った。しかしながら、この 3/2-乗則は我々が解析した波風径数の全範囲 $0.2 \leq \bar{\omega} \leq 3.0$ では成立しない。波風径数が $\bar{u} < 0.3$ 、 $\bar{u} > 1$ の場合、実験値は 3/2-乗則より小さな値を与える。特に、波風径数 $\bar{u}$ が増大して 1 を越えると ($\bar{u} > 1$)、実験値は飽和して 5×10^{-2} 程度の値を取る。この上限の極大値は渦無し水面波の砕波条件（波形勾配 = 1/7）から計算される値とほぼ一致する。従って、波の非線型度が風波の主振動数より高い周波数領域で果して飽和して極限值を持つのかどうかという疑問が出てくる。そこで、この事を調べる為に一般化された非線型度を導入した。しかしながら、この一般化された非線型度は波風径数のほぼ二乗に比例 ($\bar{u}^2$) し、無次元周波数 $\bar{\omega}$ の増大とともに限りなく増大し、上限を持たない。この原因として、(1) この一般化された非線型度が、水面の剪断流、及び表面張力等の為に、風波の高周波領域の波形勾配をもはや表わさないこと、及び (2) 風

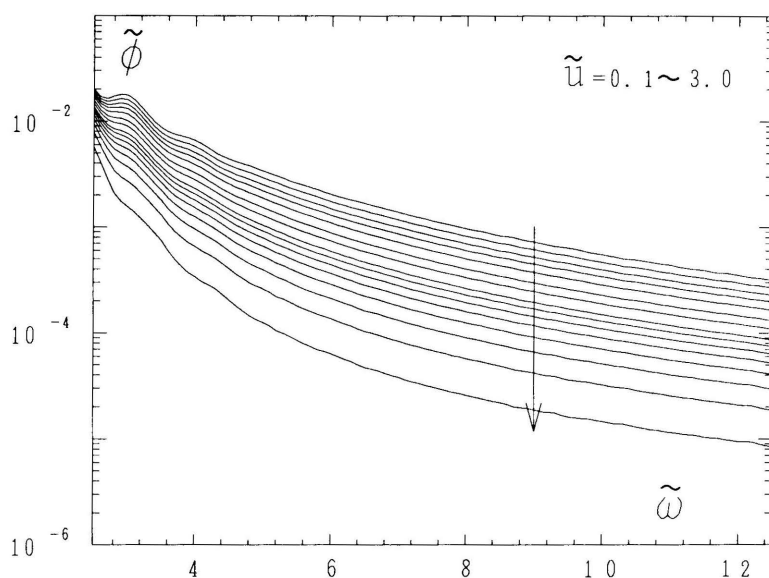


図-19 波風径数の値 $\tilde{u}(=\omega_p u_*/g)=0.1\sim 3.0$ に対する高周波領域の標準無次元化スペクトル $\tilde{\phi}_s(\omega; \tilde{u})$.
標準無次元化スペクトル密度 $\tilde{\phi}_s$ の無次元周波数 $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p$ に対する変化。波風径数 $\tilde{u} = \omega_p u_*/g$ の減少と共に、矢印の向きに標準スペクトル密度 $\tilde{\phi}_s$ は減少する。

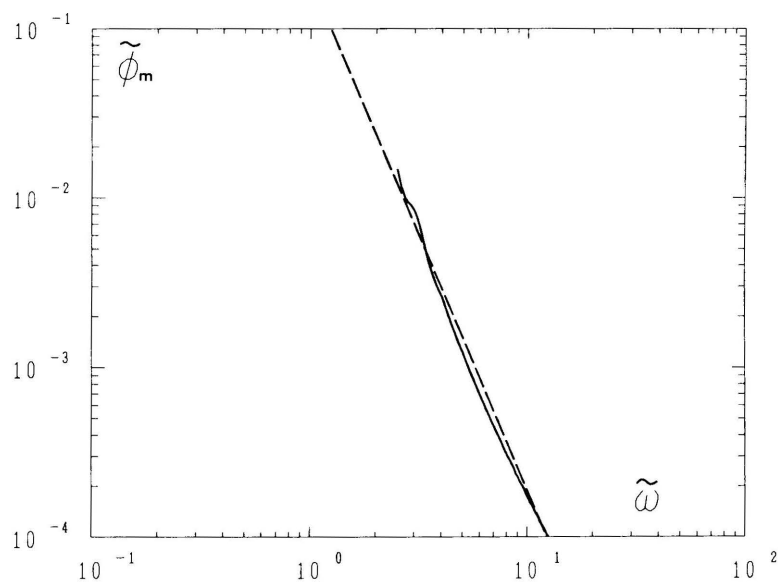


図-20 ω^{-3} スペクトルを無次元平均スペクトル $\tilde{\phi}_m$ へ当てはめた結果。
太線：実験から求めた無次元平均スペクトル $\tilde{\phi}_m$.
破線： $\tilde{\phi} = 0.188\omega^{-3}$ ；係数 0.188 は最小自乗法で決めた値。

波の高周波領域の波は波動というよりは寧ろ乱れの性質を強く持っていることが考えられる。ここでの結論はこの一般化された非線型度が、鳥羽の $3/2$ -乗則を特別の場合として含み、ほぼ局所平衡仮説に基づく相似則に従うと言う事である。

スペクトルの風波径数に伴う変化はこのままでは小さく、その詳細がよく判らない。そこで、二重基準化スペクトルを導入して、その変化を拡大して、スペクトルの波風径数に対する依存性を詳細に調べた。その際、スペクトル領域を便宜上二つの領域、主要周波数領域 ($0.5 \leq \bar{\omega} \leq 2.5$) 及び高周波領域 ($2.5 \leq \bar{\omega} \leq 10$) に分けた。波風径数の減少と共に、無次元標準スペクトルは $\bar{\omega} < 0.8$, $\bar{\omega} > 1.8$ の周波数領域では減少し、その中間の周波数領域では増大する。

周波数領域 $0.6 < \bar{\omega} < 1.7$ のスペクトル密度の変化は風から波へのエネルギー入力、風波の成分波間の非線型エネルギー輸送及びエネルギー散逸のような物理機構に依るものであろう。これらの物理機構は本質的には波風径数 $\bar{u}$ に依存するはずである。風波の発達と共に波風係数は減少する。それに伴いスペクトルの前面（低周波側）は急峻になり、後面（高周波側）は逆に平になる。無次元スペクトルは波風径数に逆比例して、全体として平になる傾向がある。この傾向はスペクトルの発達に関するこれまでの種々の研究結果と一致する。一方、これまでの研究結果とは相反する現象もこの研究で見いだされた。波風径数 $\bar{u}$ の減少と共に、スペクトルの前面は急峻になり、主振動数付近の無次元スペクトル密度は僅かに増加する。この現象はこれまでのスペクトルに関する研究結果と一致しない。しかしながら、少なくとも我々の実験はこの事を明瞭に示している。風波のエネルギーは主振動数付近に大部分集中しているが、この主要周波数領域のスペクトル形がどのような物理に依存し、どのような物理機構が規定しているのか、まだ良く判っていない。この問題は風波研究の中心課題の一つである。本研究はこの問題の解明の為の基本的な実験データを提供すると信じる。

他方、第二のピーク $\bar{\omega} = 2$ 付近の標準スペクトル $\bar{\phi}_s(\bar{\omega})$ の減少は次のような物理的解釈が出来る。Masuda et al. の理論的研究 (1979)²³⁾ 及びそれに続く Mitsuyasu et al. の実験的研究 (1979)²⁴⁾ が明らかにしたように、この第二のピーク $\bar{\omega} = 2$ 付近のスペクトルの山は主振動数 $\bar{\omega} = 1$ 付近の自由波から生じた強制波（第二高調波）によるものである。増田の理論によると、スペクトル形が同じなら、第二のピーク付近の無次元スペクトル $\bar{\phi}(\bar{\omega} = 2)$ は波の非線型度 $\bar{E}$ に比例する。一方、非線型度 $\bar{E}$ は鳥羽の $3/2$ -乗則から波風径数 $\bar{u}$ に比例する。従って、無次元スペクトル $\bar{\phi}(\bar{\omega} = 2)$ は波風径数 $\bar{u}$ に比例する。しかしながら、本実験ではこの指数値は 1 ではなく 0.48 である。これは次のような理由に依るものであろう。波風径数 $\bar{u}$ の増大と共に、無次元スペクトル $\bar{\phi}(\bar{\omega} = 1)$ が減少し、その分、無次元スペクトルの値 $\bar{\phi}(\bar{\omega} = 2)$ は増大する。この結果、 $\bar{\omega} = 2$ 付近の強制波は小さくなるであろう。その上、ここでは方向分布を全く考慮していない。風洞水槽の風波の方向分布は波風径数の増大とともに変化する。これがまた上記のスペクトルの形に影響を与えるであろう。これらの問題を含めて、 $\bar{\omega} = 2$ 付近のスペクトルの実験値 $\bar{\phi}(\bar{\omega} = 2)$ と非線型理論からの計算される強制波との精密な比較は次の機会に述べる予定である。

高周波領域 ($2.5 < \bar{\omega} < 10$) の無次元標準スペクトルは、風波の主振動数 ω_p とは殆ど無関係な形 $u_*^2 \omega_p^{-3}$ で表わせる。 $\omega^{-2.5}$ 或はこれ以上に平坦なスペクトル形もしばしば測定されるけれども、このスペ

クトルは平均スペクトルを良く近似している。これは鳥羽の ω^{-4} スペクトル形とは異なる。しかし、Leonart and Blackman (1980)²⁵⁾ の測定結果に良く類似している。彼等は非常に浅い水槽で 20 Hz～900 Hz と非常に高周波まで測定し、高周波領域のスペクトル形 $u_*^{2.5} \omega^{-3}$ を得ているのである。我々の得た風波の高周波領域のスペクトル形は重力加速度 g には殆ど無関係である、或は弱くしか関係しない。その代わり、高周波領域の風波スペクトル密度は風の摩擦速度及び水の粘性、表面張力の様な分子的物理理量により本質的に支配されている可能性を示唆する。スペクトルが主振動数 ω_p に無関係と言うことは、高周波領域のスペクトルは飽和しているのであろう。飽和領域或は慣性領域及び実際面から重要になるリモートセンシングとの関連で、この高周波領域を更に調べる予定である。

本研究では、風と波との局所平衡仮説に基づいて、二次の統計量である風波のスペクトルを解析した。バイスペクトルのような高次の統計量に関しても同様な解析を行なう予定である。ここで得られた標準スペクトル ϕ_{ω} を使用して、吹送距離に伴う風波のスペクトルの発達を調べ、それを種々の波への入力の場合：(1) 風からのエネルギー入力、(2) 風波の成分波間の非線型エネルギー伝達及び (3) 砕波及び乱れによるエネルギー散逸に関する経験式等と比較出来るであろう。本研究はこれらの問題の解明への第一歩をなす。

謝 辞

計測装置の制作に際して精密な機械加工をしていただいた浜野百合松様に感謝いたします。北條万寿様には原稿の準備を手伝って頂きました。最後に、本研究の計算は応用力学研究所電子計算機システム FACOM M360AP 並びに FACOM M760/8 によって行われたことを付記する。

参 考 文 献

- 1) Masuda, A. and T. Kusaba.: On the local equilibrium of winds and wind-waves in concern with the surface drag, J. Oceanogr. Soc. Japan, **43** (1987) 28.
- 2) 増田 章, 草場忠夫, 丸林賢次, 石橋道芳, 光易 恒: 風と風波の局所平衡仮説に基づく水面抵抗法則について—海洋環境の計測とシミュレーションに関する開発研究第5報一, 九州大学応用力学研究所所報 第64号 (1987).
- 3) Kusaba, T. and A. Masuda.: The roughness height and drag law over the water surface based on the hypothesis of local equilibrium. J. Oceanogr. Soc. Japan, **44** (1988) 200.
- 4) Charnock, H.: Wind stress on a water surface, Quart. J. Roy. Meteor. Soc. **81** (1955) 639.
- 5) Toba, Y.: Study on wind waves as a strongly nonlinear phenomenon. Twelfth Symp. on Naval Hydrodynamics, Nat. Acad. Soc., Wash. D. C. (1979) 529.
- 6) Toba, Y.: Local balance in the air-sea boundary processes, I. On the growth process of wind waves. J. Oceanogr. Soc. Japan, **28** (1972) 109.
- 7) Toba, Y.: Local balance in the air-sea boundary processes, III. On the spectrum of wind waves. J. Oceanogr. Soc. Japan, **29** (1973) 209.
- 8) Kitaigorodskii, S. A.: On the theory of the equilibrium range in the spectrum of wind-generated gravity waves, J. Phys. Oceanogr., **13** (1983) 916.
- 9) Phillips, O. M.: Spectral and statistical properties of the equilibrium range wind-generated

- gravity waves. *J. Fluid Mech.*, **156** (1985) 505.
- 10) Toba, Y. : Similarity law of the wind wave and the couplings process of the air and water turbulent boundary layers. *Fluid Dyn., Res.*, **2** (1988) 263.
 - 11) Pierson, W. J. and L. Moskowitz. : A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similaity theory of S. A. Kitaigorodskii. *J. Geophys. Res.*, **69** (1964) 5181.
 - 12) Huang, N. E., S. R. Long, C-C. Young. Y. Yuen and L. F. Bliven : A unified two-parameter wave spectral model for a general sea state. *J. Fluid Mech.*, **112** (1981) 203.
 - 13) 光易 恒, 丸林賢次, 石橋道芳, 草場忠夫, 増田 章 : 海洋環境シミュレーション水槽について—海洋環境の計測とシミュレーションに関する開発研究第4報一, 九州大学応用力学研究所所報第64号 (1987).
 - 14) Hasselmann, K., T. Barnnet, E. Bouws, H. Carlson, D. E. Cartwright, K. Enke, J. A. Ewing, H. Gienapp, D. E. Hasselmann, A. Krueseman, A. Meerburng, P. Muller, D. E. Olbers, K. Richter, W. Swell and H. Walden : Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Erganzhft Dt. Hydrogr. z.*, **12**, 1-98 (1973).
 - 15) Mitsuyasu, H., F. Tasai, T. Suhara, S. Mizuno, M. Ohkus, T. Honda and K. Rikiishi : Observation of the power spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy. *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 286-296 (1980).
 - 16) Mitsuyasu, H. and T. Honda, : The high frequency spectrum of wind-generated wave, *Rep. Res. Inst. Mech., Kyusyu Univ.*, **17** (1975).
 - 17) Mitsuyasu, H. and T. Honda, : Wind-induced growth of water waves, *J. Fluid Mech.*, **123** (1982).
 - 18) Michell, J. H. : The highest waves in water. *Phil. Mag.*, (5), **36** (1893) 430.
 - 19) Phillips, O. M. : The dynamics of the upper ocean. Cambridge University Press, Combridge, pp. 336 (1977).
 - 20) Tokuda, M. and Y. Toba : Statistical characteristics of individual waves in laboratory wind waves, II. Self-consistent similarity regime. *J. Oceanogr. Soc., Japan.* **38** (1982) 8.
 - 21) Banner, M. L. and O. M. Phillips : On the incipient breaking of small scale waves. *J. Fluid Mech.*, **65** (1974) 647.
 - 22) Masuda, A : Nonlinear energy transfer between wind waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **10** (1980) 2082.
 - 23) Masuda, A., Y.-Y. Kuo and H. Mitsuyasu : On the dispersion relation of random gravity waves. Part I. Theoretical framework. *J. Fluid Mech.*, **92** (1979), 717-730.
 - 24) Mitsuyasu, H., Y.-Y. Kuo and A. Masuda : On the dispersion relation of random gravity waves. Part 2. An experiment. *J. Fluid Mech.*, **92** (1979) 731.
 - 25) Lleonart, G. T. and D. R. Blackman : The spectral characteristics of wind-generated capillary waves. *J. Fluid Mech.*, **97** (1980) 455.

(昭和 63 年 11 月 14 日 受理)