

Fig.1 Picture of proto-type offshore structure "POSEIDON" and location of sonic anemometer

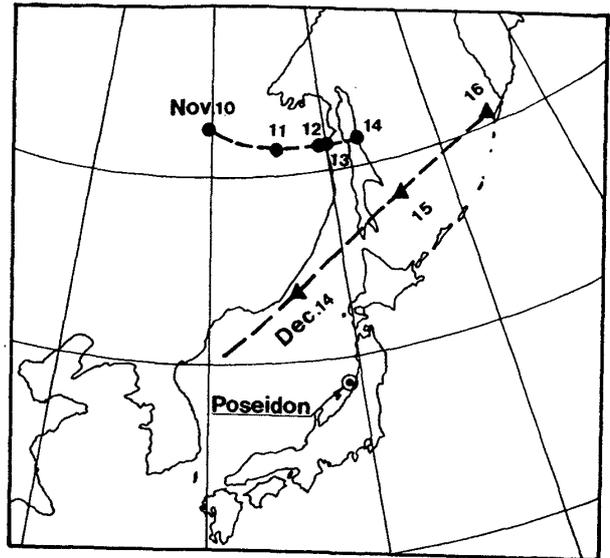


Fig.2 Routes of low pressures

Table 1 Specification of sonic anemometer

項目	仕様
測定方式	超音波方式: 時分割送受切換による超音波パルス方式
	風向風速演算方式: 水平2成分風速の電子回路式ベクトル合成方式
測定範囲	風速: 0~60 m/s
	風向: 0~360°
測定精度	風速: ±4% (風速5m/s以下は±0.2m/s)
	風向: ±5°
瞬間風向風速	応答速度: 風向風速共0.05秒(10Hz)
平均風向風速	平均化時間: 10分間
	平均化方式: ベクトル平均方式
使用温度範囲	-10°C~+40°C(本体は0°C~+40°C)
電源	AC100V(115V, 220V)±10% 50/60Hz
	約30VA

### 3. 由良海域における平均風速と平均風向の特徴

#### 3.1 平均風速と風向の信頼性の検討

ポ号上で取得された風のデータの信頼性を調べるため、ポ号で計測されたデータと酒田北港(ポ号より北北東25 kmの位置で、第一港湾建設局酒田港工事事務所が海面上20.8 mの位置の風速を風車型風向・風速計で計測している)の計測データとを比較した。比較したデータは、1988年11月10日と同年12月14日の長時間にわたって臨時計測したデータである。それぞれの計測日付近の低気圧の進路をFig.2に、平均風速及び平均風向の両者の比較例をFig.3に示す。なお、ポ号の結果は、連続記録(サンプリングインターバルが1秒)から20分ごとの平均風速と平均風向を求めたものであり、酒田港工事事務所の結果は、正時前

20分間の平均風速と平均風向である。この図から、両者の結果は、ほぼ良く一致していることがわかる。したがって、ポ号上で計測された風のデータは十分信頼できるものと考えられる。ただ、風向によっては両者に若干の差が生じている。すなわち、低気圧が大陸からオホーツク海にぬける場合(Fig.3の左図)、ポ号と酒田北港における平均風速と平均風向はともに良く一致するが、低気圧が日本海からオホーツク海にぬける場合(Fig.3の右図)、両者は傾向的には一致するものの絶対値ではあまり一致していない。この原因は、前者の例では平均風向が約北西(日本海の海岸線に直角な方向)で陸地の影響をほとんど受けないが、後者の例では平均風向が約西(日本海の海岸線に沿う方向)で地形の影響を受けたためと考えられる。それゆえ、海岸線に沿って吹く風の場合、沿岸での計測値から海上の風速を予測するためには、地形の影響を考慮した補正が必要である。

#### 3.2 平均風速と平均風向の季節変化

Fig.4に実海域実験を開始した1986年9月から1989年8月までの平均風速の月平均値 $\bar{U}$ を示す。Fig.5に平均風速の大きさに対する平均風向の各季節別wind roseを示す。なお、1986年から1988年5月までは、Vortex型風向・風速計を使用して計測したデータであり、1988年6月からは3軸超音波風速計を使用して計測したデータである。また、1日の定時計測は、6時間おき4回で、1回の計測時間は34分08秒である。Fig.4から、平均風速が高い月は、12月、1月の冬季であることがわかる。平均風速の月最大値は、台風の影響が入るため単純に月毎に示すことができないが、冬季に限定すれば、およそ月平均値の2.2~2.5倍であった。また、Fig.5から、平均風速が15 m/sec以上の強風時の風向は、夏季ではあまり方向性がないが、冬季では北西から西北西の方向が顕著であることがわかる。

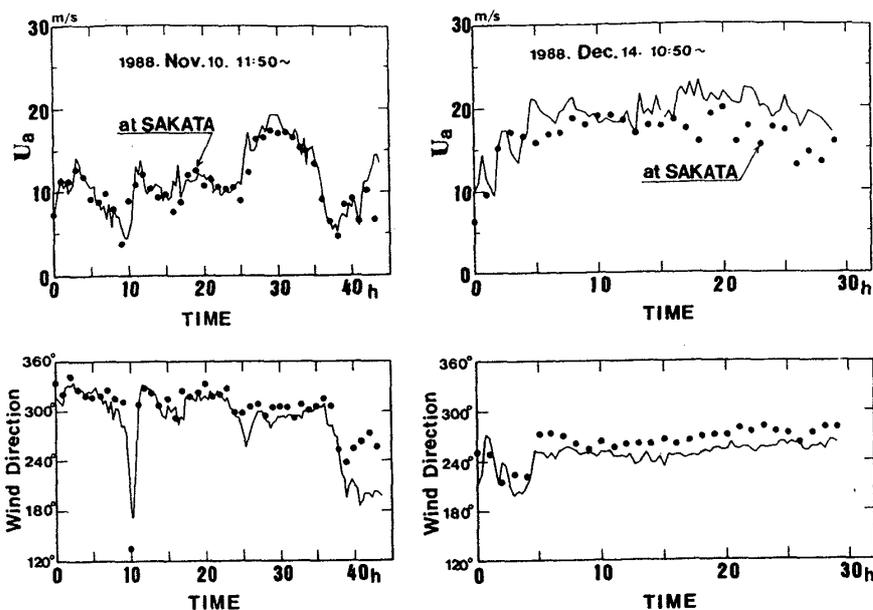


Fig. 3 Comparisons between mean wind speeds and mean wind directions measured on the POSEIDON and those at SAKATA

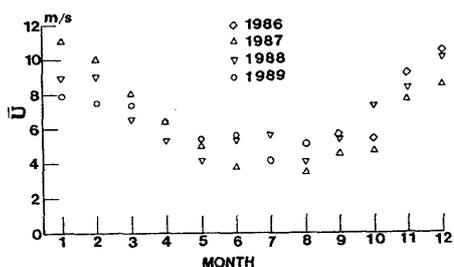


Fig. 4 Variation of month mean values of mean wind speeds

#### 4. 平均流方向の変動風速のパワースペクトル

##### 4.1 計測結果

強風時における平均流方向の風の変動は、0.001時間から1000時間と極めて広範囲にわたるが、本論ではガストと呼ばれる0.001時間から0.5時間の周波数範囲にエネルギーが分布する変動風速、いわゆる大気乱流の強風時におけるパワースペクトル密度関数に着目する。本論において解

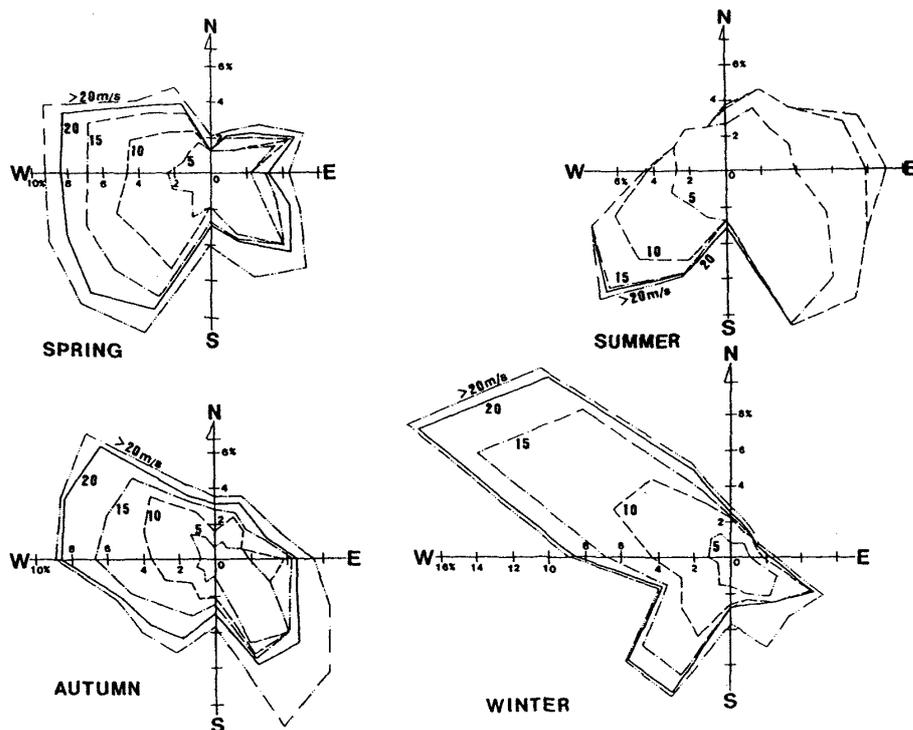


Fig. 5 Seasonal wind rose

析対象としたデータは、主に1988年11月10日11時50分から43時間の臨時計測データである。解析データ数は3600(1時間)、サンプリング時間は1秒、30分のラグをつけて総計87ケースを解析した。スペクトル解析はすべてAR法を利用し、周波数分割数は256とした。解析時間を1時間とした理由については、付録Dに示す。また、ポ号で計測された変動風には、ポ号の動揺影響が含まれるので、この影響を除く必要がある。これについては付録Aに示す。

Fig. 6 a), b)及びFig. 7に変動風スペクトルの代表例を示す。この図より以下のことがわかる。

1) ARモデルによるスペクトルは、従来のB-T法によるスペクトルに比べて高安定で、スペクトルの形状を把握

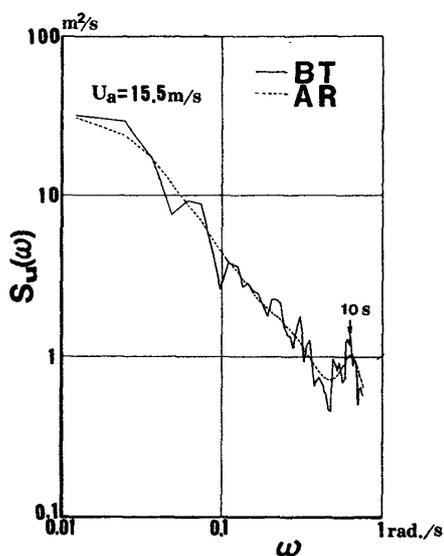


Fig. 6 a) Comparison between varying wind velocity spectrum by AR model and one by BT method

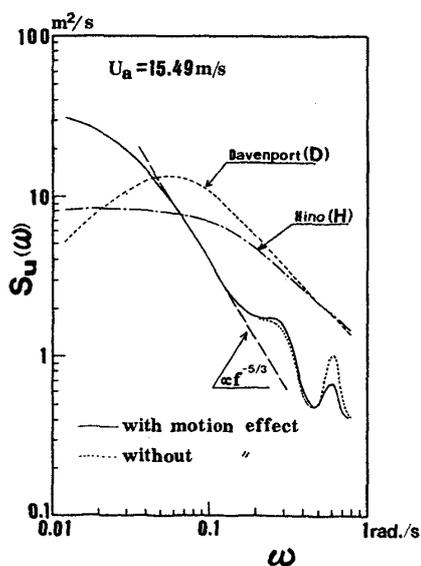


Fig. 6 b) An example of varying wind velocity spectrum

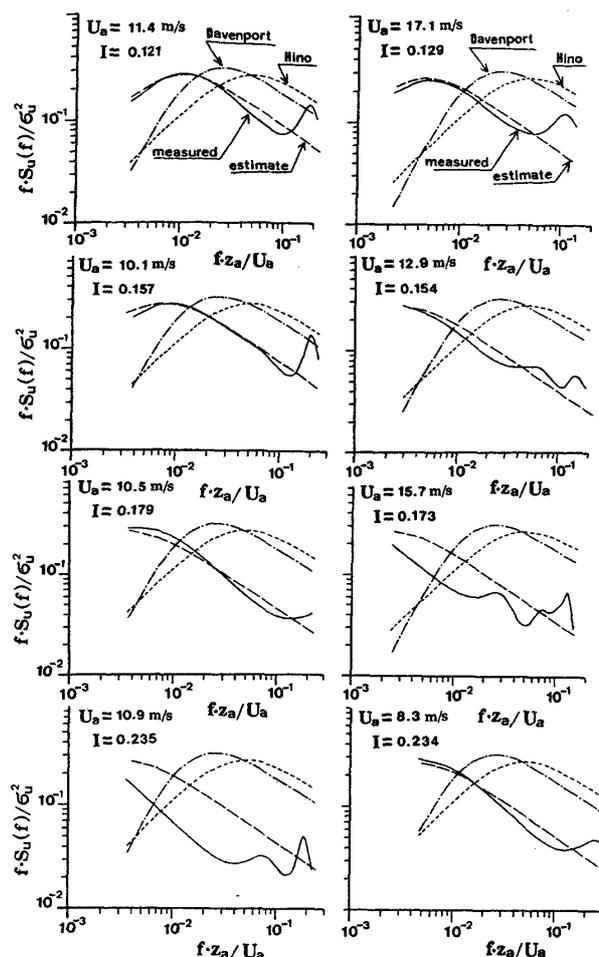


Fig. 7 Varying wind velocity spectra

する上で優れている。

2)  $\omega$ が0.1 rad/sec付近にKolmogorov<sup>3)</sup>が提唱した慣性小領域が存在する。

3) 10秒付近にスペクトルピークがあり、ポ号の動揺影響を除去しても30%程度下がるだけでピークは残る。

4) 低周波数域においては、スペクトルはほぼ一定値に漸近する傾向を示す。

5) 実測スペクトルは、Davenport<sup>4)</sup>あるいは日野<sup>5)</sup>が陸上風に対し提案したスペクトル形とかなり異なる。

6) Fig. 7からもわかるように変動風スペクトルは、平均風速並びに乱れ強さ  $I$  (変動風のRMS(Root Mean Square)と平均風速との比)に大きく依存し、平均風速及び乱れ強さが大きくなるとスペクトルピーク周波数が低周波数側に移動する。しかし、既存の日野及びDavenportのスペクトルではこの傾向を表し得ない。

以上の結果から、由良海域での変動風スペクトルを予測するためには、なんらかのスペクトル形が必要であることがわかる。

#### 4.2 変動風スペクトルの新しい式

前節の2)と4)の結果を用いれば、付録Cより、変動風速のスペクトルは、次式で与えられる。

$$fS_u(f)/\sigma_u^2 = 0.4751X(1+X^2)^{-5/6} \quad (1)$$

$$X = f/\alpha \quad (2)$$

但し、 $\alpha$  は

$$\alpha = 0.022 U_a I^3 (C_d)^{3/2} \quad (3)$$

である。ここで、 $\sigma_u$  は観測点  $z_a$  における変動風速の標準偏差、 $U_a$  は観測点における平均風速、 $C_d$  は海面の摩擦係数である。

また、(1)式のピーク周波数  $f_p$  は、次式で求められる。

$$f_p = \sqrt{1.5} \alpha \quad (4)$$

実測データから得た  $\sigma_u$  と  $f_p$  を用い、(1)式で求めたスペクトルの結果を Fig. 7 に破線で示す。この図から推定結果と計測結果とを比べると両者は非常に良く一致することがわかる。また、乱れの強さ  $I$  が大きくなるとスペクトルピークの位置が低周波数側にシフトすることも(1)式のスペクトルは良く表している。このように、(1)式のスペクトルは、由良海域の変動風スペクトルを良く表すスペクトルであると言える。従って、変動風スペクトルを決定するためには、スペクトルピーク周波数  $f_p$  (あるいはスペクトルピークの波長) と標準偏差  $\sigma_u$  の2つの未知パラメータ (実際には、平均風速も未知のパラメータであるが、ここでは既知として取り扱う) の特性のみを調べれば良いことになる。

#### 4.3 スペクトルピーク周波数 $f_p$

$f_p$  は付録Cの(C・22)式と  $z_a = 19.5$  m から、次式で表される。

$$f_p = 0.027 U_a I^3 \cdot (C_d)^{3/2} \quad (5)$$

この式は、変動風速スペクトルのピーク周波数  $f_p$  が  $U_a C_d^{3/2} / I^3$  に比例することを示している。

(5)式より  $C_d$  を求め、それと  $U_a$  との関係を示したものが、Fig. 8 である。この図より、 $C_d = A * U_a^B$  と仮定して、最小自乗近似値  $A$  と  $B$  を求めると次式の関係式が得られた。

$$C_d = 0.0317 / U_a^{1.37} \quad (6)$$

この曲線を図中に破線で示す。今回の結果は、図中の斜線領域で示す海洋物理の分野で調べられた範囲  $[(1.2 \pm 0.3) \times 10^{-3}]^6$  と良く一致している。なお、海洋物理の分野で調べられた範囲は、平均風速が 0~15 m/sec の範囲である。今回の結果は、平均風速が 15 m/sec 以上になると、その範囲より低くなる傾向を示す。なお、せん断乱流の壁面摩擦係数はレイノルズ数に依存することは良く知られている。従って、この図の横軸をレイノルズ数と見れば、明らかに、海面を壁面と考えたときの表面摩擦のレイノルズ数依存を表していることになる。

(6)式を利用すると  $f_p$  は、(5)式より最終的に次式で与えられる。

$$f_p = 1.53 \times 10^{-4} / (U_a I^3) \quad (7)$$

この結果は、 $f_p$  が  $U_a I^3$  に反比例することを意味する。即ち、 $U_a$  及び  $I$  が増加すると  $f_p$  は低周波数側に移動する。

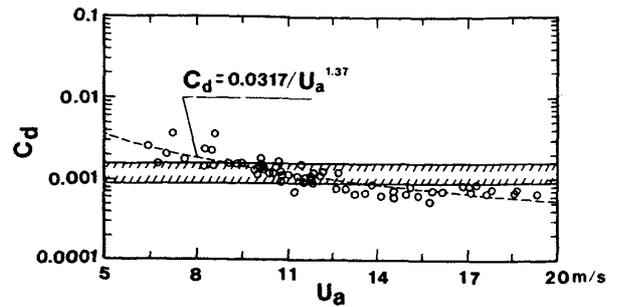


Fig. 8 Friction coefficient between air and sea surface

このことは、Fig. 7の結果と一致する。即ち、平均風速及び乱れ強さが大きくなると無次元変動風スペクトルのピーク周波数は、低周波数側に移動する。

#### 4.4 標準偏差 $\sigma_u$

標準偏差  $\sigma_u$  の予測に関しては、Davenport<sup>4)</sup>が次のような式を提案しており、これが広く利用されている。

$$\sigma_u^2 = 6KV^2 \quad (8)$$

ただし、 $K$  は抵抗係数であり、海上の場合約 0.0025 とされている。 $V_1$  は、基準高さ (10 m) における平均風速である。しかし、この式は、平均風速が与えられると常に  $I$  は一定値であることを意味している。従って、(8)式の仮定は、Fig. 7 で示したような  $I$  とともにスペクトルが変化する事実を説明できない。そこで、(8)式に代わる関係式を実測データから求めてみる。Fig. 9 は、乱れ強さ  $I$  と  $U_a$  との関係を示したものである。この図より  $I = A * U_a^B$  として、 $A$  と  $B$  を最小自乗法で求めると、次式の関係式が得られた。

$$I = 0.908 / U_a^{0.695} \quad (9)$$

一方、付録Cから、理論的には

$$\sigma_u = C u_* = C (C_d)^{1/2} U_a \quad (10)$$

すなわち、(6)式の関係を用いると

$$I = 0.178C / U_a^{0.683} \quad (11)$$

となる。ただし、 $C$  は定数である。

(9)式及び(11)式は、両者とも  $I$  がほぼ  $U_a$  の 0.7 乗に反比例することを示しており、理論式と一致することは、非常に興味深い。両者の比較より、未知定数  $C$  は、ほぼ 5.0 であり、

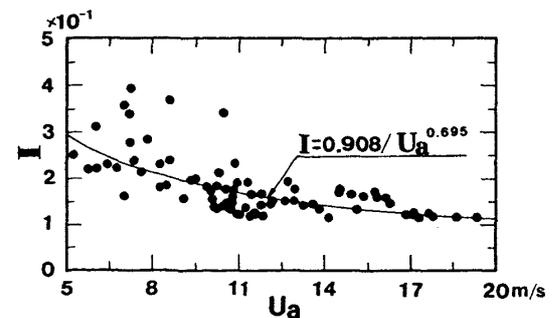


Fig. 9 Relation between intensity of turbulence and mean wind velocity

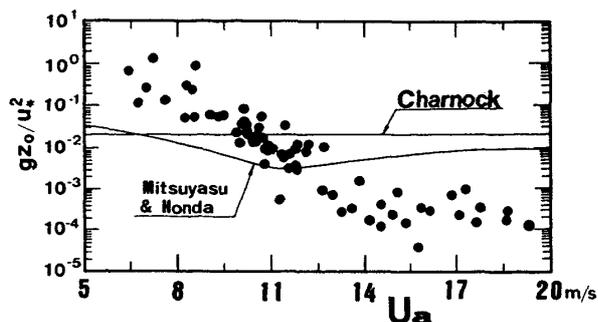


Fig. 10 Relation between roughness height and mean wind velocity

$$I = 5.0(C_d)^{1/2} \quad (12)$$

によって、 $I$  は予測可能である。

このように、変動風スペクトルの特徴は、大気と水面との摩擦係数によって完全に規定されていることがわかる。

#### 4.5 海面の粗度高さ

4.3 及び 4.4 から、変動風スペクトルは、摩擦係数によって完全に規定されることが判明した。しかし、付録Cに示したように、摩擦係数と海面の粗度高さとは一対一に対応する。言い替えると変動風スペクトルの形は、海面の粗度高さによって決まると言える。

Fig. 10 に無次元粗度高さ ( $g_{z0}/u_*^2$ ) と平均風速  $U_a$  の関係を示す。なお、図は省略するが、摩擦速度  $u_*$  は、 $U_a$  に対してほぼ一定で、約 40 cm/sec であり、せん断応力  $\tau$  は 1.73 dyne/cm<sup>2</sup> であった。この値は大気が中立であるとすれば、エネルギー散逸率  $\epsilon$  が約 82.1 cm<sup>2</sup>/sec<sup>3</sup> であったことに相当する。Fig. 10 の直線は Charnock<sup>7)</sup> の式であり、曲線は Mitsuyasu & Honda<sup>9)</sup> の結果である。この図より、今回の結果は、Charnock や Mitsuyasu & Honda らの結果より低く、平均風速 14 m/sec 以上ではほぼ一定で、 $3 \times 10^{-4}$  である。この結果は、「風が吹けば当然波高も増大してくるが、それに伴い粗度高さも大きくなる」という物理的な考えと矛盾する。しかし、最近、Brutsaert & Toba<sup>9)</sup> は、海面の粗度高さが平均波傾斜のべき乗に比例するという結果を示し、波高が大きくなっても波傾斜が低くなれば相対的に粗度は低下するというを示した。今回の結果は、彼らの結果からある程度説明できると考えられるが、確証はない。

### 5. 変動風速の最大期待値とガストファクター

#### 5.1 最大期待値

等方性乱流の仮定に基づく変動風速の瞬時値分布はガウスであるが、はたしてそうであろうか？

1988年11月の臨時データを解析した結果、分布の歪度 (skewness) は、平均が 0.057、その標準偏差は、0.213、尖度 (peakedness) は、平均が 2.78、その標準偏差は 0.286 であった。ちなみにガウス分布の場合、歪度は 0 で、尖度は 3 である。統計的検定理論 (付録B) に基づくと、有意

水準  $\alpha$  を 5% とする時、標本歪度が 0.08 以下でなければ、“変動風速の母集団は正規である” という仮説は棄却される。今回のデータの場合、上述の仮説を棄却できないものは 87 ケース中わずかに 35 ケースでほとんどが上述の仮説を棄却できるという結果になった。従って、変動風速の分布は、平均値に対し非対称で裾はそれほど長くはないガウス分布と同じ程度の分布であると考えられる。即ち、変動風速は、ほぼ準正規過程であると考えられる。一例として風速の瞬時値分布と Gram-Charlier 展開の 3 項近似 (歪度まで考慮) で表した分布曲線を Fig. 11 に示す。この図から、風の瞬時値分布が、正規分布からずれている様子がわかる。

次に、極値分布について考察する。狭帯域仮定の下では、極値分布はレーレー分布になるが、変動風速の極大値分布の場合、Fig. 12 からわかるようにガウス分布とレーレー分布の中間分布である。図中の黒丸は、スペクトルモーメントから求めたバンド幅パラメータより極値分布を推定したものである。この図から極値分布はかなりガウス分布に近いことがわかる。事実、バンド幅パラメータは、Fig. 13 に示すようにほぼ 0.91 から 0.98 に分布しており、平均は 0.95 である。興味あることは、バンド幅パラメータが、乱れ強さ  $I$  に大きく依存することである。Fig. 14 に、極大値

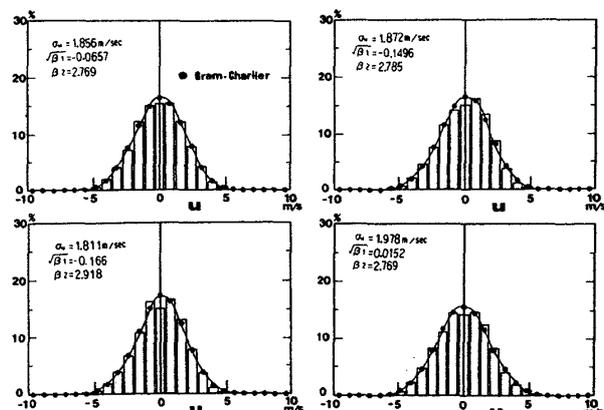


Fig. 11 Instantaneous distributions of varying wind velocity

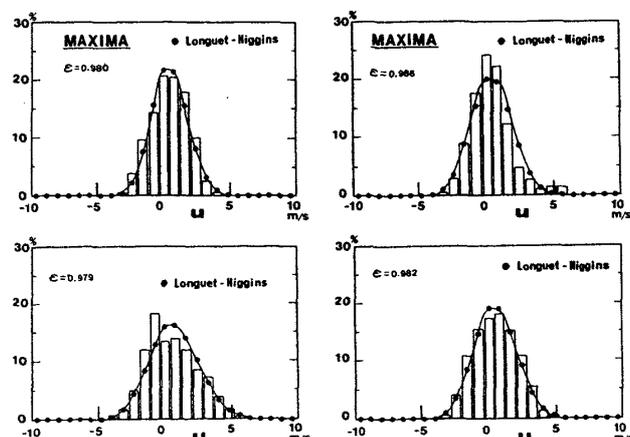


Fig. 12 Peak distributions of varying wind velocity

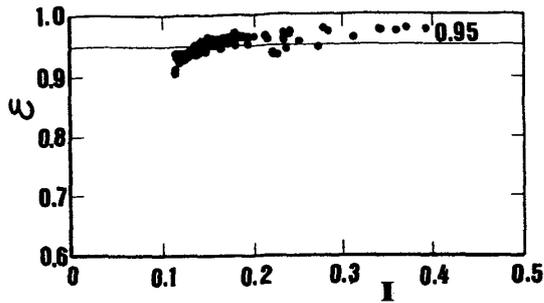


Fig. 13 Relation between band width parameter of spectrum and intensity of turbulence

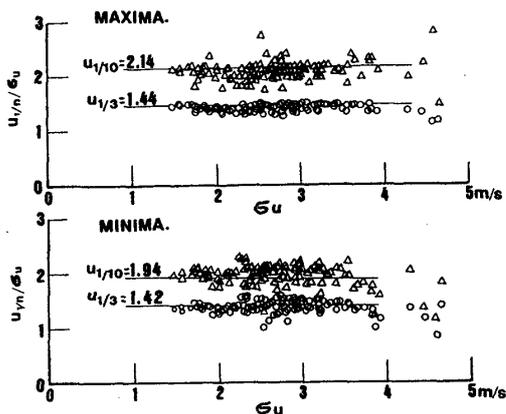


Fig. 14 1/n th highest expected values of varying wind velocity

及び極小値の  $1/n$  最大期待値  $u_{1/n}$  を示す。この図より、極大値の  $1/3$  最大期待値  $u_{1/3}$  は、 $(1.44 \pm 0.06)\sigma_u$  の範囲、 $1/10$  最大期待値  $u_{1/10}$  は、 $(2.14 \pm 0.15)\sigma_u$  の範囲にある。これらの値は、レーレー分布の場合の  $2.0$ 、 $2.546$  に比べてかなり小さい。また、 $u_{1/3}$  及び  $u_{1/10}$  の平均値を用いて Longuet-Higgins の結果よりバンド幅パラメーターを求めると  $0.95$  となり、スペクトルモーメントから求めたバンド幅パラメータの平均値と良く一致する。このことは、スペクト

ル形が決まれば  $1/n$  最大期待値を予測できることを意味している。しかし、瞬時値分布が正規分布からずれるにも拘らず極値分布の予測には、瞬時値分布が正規分布であるという仮定がなぜ成立するのだろうか？ これは、非常に難しい問題だが、乱流理論によるとエネルギー等分配を伴わない領域が存在するからであるとされている。即ち、周波数の高い領域は、等方性を乱すからであるとされている。

5.2 ガストファクター

工学的観点から考えた場合、風の乱れの影響を最大瞬間風速  $U_{max}(=U_a + u_{max})$  をもって代表させ風荷重を次式で推定する方法が良く用いられる。

$$F = 1/2 \rho U_{max}^2 S \tag{13}$$

ただし、 $S$  は投影面積である。

一般に、 $U_{max}$  を推定する場合、 $U$  に次式で定義された突風率 (ガストファクター)  $G$  を掛けて推定する方法が取られる。

$$G = U_{max}/U \tag{14}$$

最大瞬間風速とは、観測時間内における変動の最大ピーク値を意味している。しかし、風速計あるいは記録計の機種によっては、応答時間  $s$  が異なり、風速計で計測される最大風速は、実際の最大瞬間風速にはならない場合もあるので注意が必要である。ちなみに、今回の 3 軸超音波式風速計の応答時間は、 $0.05$  秒である。また、気象庁が報告している最大瞬時風速とは、 $2 \sim 3$  秒の応答時間を用いたものである。したがって、最大風速は、計測時間ばかりでなく、応答時間にも依存する。この応答時間のことを評価時間あるいは平均時間と呼んでいる。

突風率の予測法としては、観測結果から実験式を導く方法と、ランダム統計理論を用いる方法とがある。ここでは、後者の方法を採用する。

Cartwright & Longuet-Higgins<sup>10)</sup>によれば、定常正規ランダム過程の計測時間  $T$  内の最大極大値は、近似的に次式

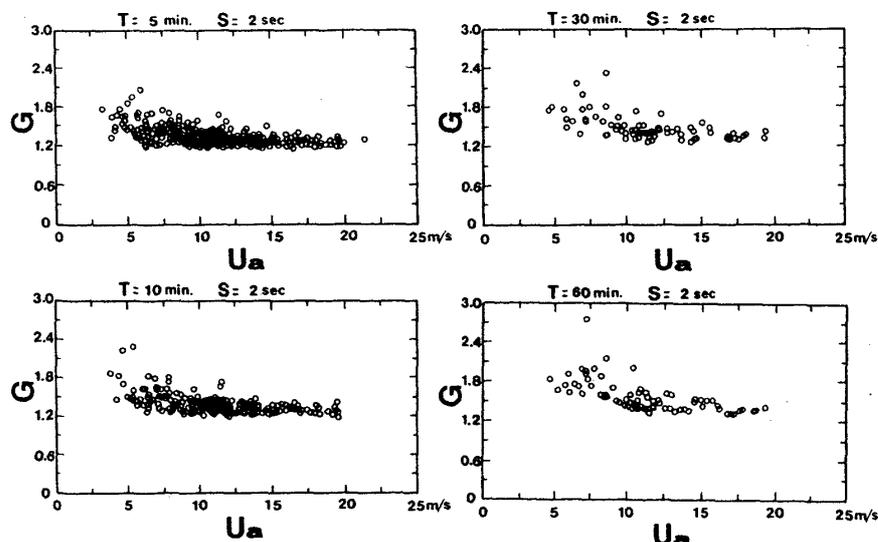


Fig. 15 Gust factors

で表される。

$$u_{\max} = \sqrt{2} \sigma_u \{ (\ln(N))^{1/2} + \gamma/2 \ln(N)^{-1/2} \} \quad (15)$$

計測時間  $T$  内の極大値の個数  $N$  は、次式で与えられる。

$$N = f_{02} T \quad (16)$$

ここで

$$f_{02} = \sqrt{\int f^2 S_{T,s}(f) df / \int S_{T,s}(f) df} \quad (17)$$

であり、 $\gamma$  はオイラー定数 (0.5772) である。また、計測時間  $T$ 、評価時間  $s$  での風速変動のスペクトル  $S_{T,s}$  は、瞬時値のスペクトル  $S_u$  に次のようなバンドパスフィルター  $F$  を掛けたものになる。

$$F(T, s) = \{ 1 - (\sin(\omega T/2) / (\omega T/2))^2 \} \times (\sin(\omega s/2) / (\omega s/2))^2 \quad (18)$$

(15)式から、突風率  $G$  は、次式で表される。

$$G(T, s) = 1 + \sqrt{2} I \{ (\ln(N))^{1/2} + \gamma/2 \ln(N)^{-1/2} \} \quad (19)$$

この式から、 $G$  は  $I$  に比例する。

Fig. 15 に、各  $T, s$  に対して  $G$  を求めた結果を示す。この結果から、平均風速が 10 m/s 以上では、計測時間が長くなると多少ばらつきが大きくなるものの、 $G$  の値は、ほぼ一定値である。そこで、平均風速 10 m/s 以上のデータにつ

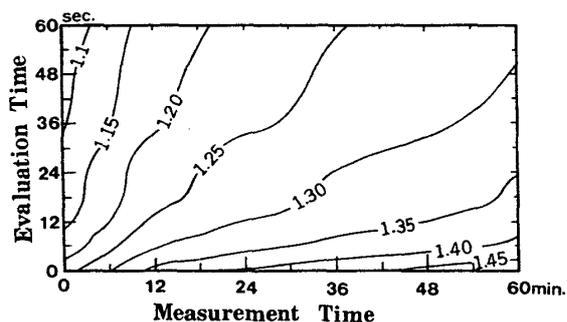


Fig. 16 Contour of gust factor

いて平均化処理を施し、 $T-s$  平面にプロットしたものが Fig. 16 である。この図から、計測時間が長くなると  $G$  は大きくなり、また評価時間が長くなると  $G$  は減少することがわかる。Fig. 17 は、計測時間 60 分の時の各評価時間に対する実測の  $G$  (白丸印) と (19) 式より予測した  $G$  (黒丸印) を示したものである。平均風速 10 m/s 以上では、両者は非常に良く一致している。従って、スペクトル形が定まれば、 $I$  と  $N$  を求め、(19) 式によってガストファクターは予測可能である。

## 6. 結 論

由良実験海域における風の計測データを用いて風の特徴を調べた結果、以下の事実が判明した。

(1) 海上における平均風速を予測するために、既存の沿岸風のデータを使用する場合は、風向を考慮して補正を行う必要がある。

(2) 平均流方向の変動風スペクトルの新しい式を提案した。この式には、スペクトルピーク周波数とパワーの 2 つのパラメータを含んでいるが、これらのパラメータは、海面の摩擦係数に大きく依存している。言い替えると海面と大気との摩擦係数によって完全にスペクトル形は規定される。

(3) 海面と大気との摩擦係数は、海面の粗度高さと一対一に対応する。ポ号上で計測された粗度高さは、今まで海洋物理の分野で得られた結果より低い値であった。

(4) 変動風の瞬時値分布は、正規分布から若干ずれた分布になる。しかし、極値分布は、瞬時値分布が正規分布であるとして得られる一般に良く知られた分布関数で表される。従って、スペクトル形からバンド幅パラメータを求めれば、変動風の  $1/n$  最大期待値は予測可能である。

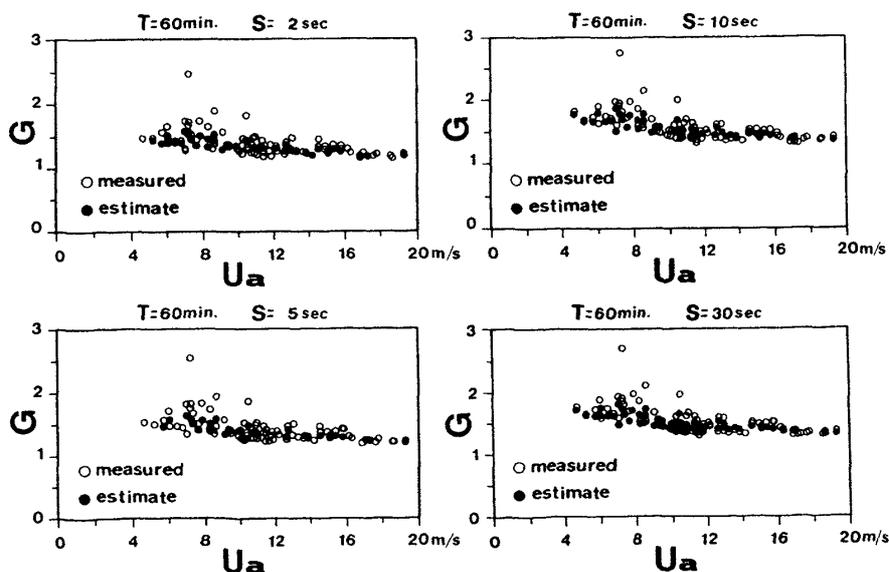


Fig. 17 Comparisons of measured results and estimated ones with gust factor

(5) ある時間内の最大瞬間風速を予測する場合、平均風速にガストファクターをかける方法がよく用いられる。このガストファクターは、計測時間、風速計の応答速度及び乱れ強さに依存し、計測時間が長くなればガストファクターは大きくなり、評価時間が長くなれば小さくなる。また、平均風速が低くなるとガストファクターは大きくなるが、平均風速が10 m/sec以上ではほぼ一定値である。このガストファクターは、Cartwright & Longuet-Higginsの理論と変動風のスペクトルから予測可能である。

今回の報告で、由良実験海域における風の特性がある程度明確になった。今後は、風と風荷重あるいは風圧との関係を調べる必要がある。また、風波スペクトルの予測に関して、レイノルズ応力とエネルギー散逸率及び表面摩擦係数との関係、さらには波スペクトルの中心波長との関係を明確にする必要がある。同時に上下方向の変動風スペクトルの解明も必要になろう。

おわりに、酒田北港の貴重な沿岸風のデータを提供して頂いた第一港湾建設局新潟調査設計事務所に御礼申し上げます。なお、本研究は、運輸技術研究開発費による「海洋構造物の沖合展開のための開発研究」の一環として海洋科学技術センターを始め、日本海事協会、民間企業7社との共同研究として実施した。関係各位にお礼申し上げます。

#### 参考文献

- 1) 塩谷正雄：強風の性質，開発社，1979.
- 2) 安藤定雄他：浮体式海洋構造物による海域実験，日本造船学会誌，第695号，1987.
- 3) 例えば，岡内功外：耐風構造，丸善，1977.
- 4) Davenport, A. G.: The Spectrum of Horizontal Gustiness near the Ground in High Wind, Q. J. Roy. Met. Soc., Vol. 87, 1961.
- 5) 日野幹夫：瞬間最大値と評価時間の関係一特に突風率について，土木学会論文集，No. 117, 1965.
- 6) 小倉義光，浅井富雄：海洋学講座3 海洋気象，東京大学出版会，1975.
- 7) Charnock, H.: Wind stress on a water surface, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 81, 639-640, 1955.
- 8) Mitsuyasu, H. and Honda T.: Wind-induced growth of water waves, J. Fluid Mech., 123, 425-442, 1982.
- 9) Brutsaert, W and Toba, Y.: A Quasi-Similarity between Wind Waves and Solid Surface in their Roughness Characteristics, Journal of the Oceanographical Society of Japan, Vol. 42, 166-173, 1986.
- 10) Cartwright, D. E. and Longuet-Higgins, M. S.: The Statistical Distribution of maxima of a random function. Proc. Roy. Soc. Vol. 237, 1956.
- 11) 柴田義貞：正規分布，東京大学出版会，1981.
- 12) Monin, A. S. and Obukhov, A. M.: Basic regular-

ity in turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere, U. S. S. R., Acad. Sci. Geophys. Inst., No. 24, 1954.

#### 付録A 動揺影響の除去

動揺するボ号の測風塔に固定された3軸超音波式風速計によって測定された風速成分をボ号の動揺と傾斜の影響に対し補正し、海面と相対的な真の風速に変換する基本的方法は次の通りである。座標系は、船首方向を  $x$  軸の正方向、左舷方向を  $y$  軸の正方向、上向きを  $z$  軸の正方向とする右手系とする。

ボ号の回転中心が重心  $G(x_0, y_0, z_0)$  にあり、動揺応答を  $\xi, \eta, \zeta, \phi, \theta, \psi$  (surge, sway, heave, roll, pitch, yaw) とする。風速計の重心からの位置ベクトルを  $r=(-l, h)$  とし、yaw の影響は、他の動揺の影響に比べて小さいとすれば、風速計取り付け位置における動揺の速度ベクトルの成分は、次式で与えられる。

$$\dot{x}=(\dot{\xi}+\dot{\theta}h) \quad (\text{A}\cdot 1)$$

$$\dot{y}=(\dot{\eta}-\dot{\phi}h) \quad (\text{A}\cdot 2)$$

$$\dot{z}=(\dot{\zeta}-\dot{\phi}l) \quad (\text{A}\cdot 3)$$

従って、観測される風速成分を  $(u_{obs}, v_{obs}, w_{obs})$  とすれば、真の風速成分  $(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w})$  は次式で与えられる。

$$\tilde{u}=(\dot{\xi}+\dot{\theta}h+u_{obs}+w_{obs}\theta) \quad (\text{A}\cdot 4)$$

$$\tilde{v}=(\dot{\eta}-\dot{\phi}h+v_{obs}-w_{obs}\phi) \quad (\text{A}\cdot 5)$$

$$\tilde{w}=(\dot{\zeta}-\dot{\phi}l+w_{obs}-u_{obs}\theta+v_{obs}\phi) \quad (\text{A}\cdot 6)$$

#### 付録B 統計的検定理論<sup>11)</sup>

正規性の検定としては  $\chi^2$  検定がもっとも広く知られているが、ここでは、標本歪度・尖度を用いる検定理論を紹介する。

平均値周りの  $r$  次のモーメントを  $\mu_r$  とし

$$\sqrt{\beta_1}=\mu_3/\mu_2^{3/2} \quad (\text{B}\cdot 1)$$

$$\beta_2=\mu_4/\mu_2^2$$

とおく。 $\sqrt{\beta_1}, \beta_2$  はそれぞれ分布の非対称性、裾の長さを表す尺度で歪度、尖度と呼ばれ、正規分布であれば  $\sqrt{\beta_1}=0, \beta_2=3$  である。

$X_i(i=1, \dots, n)$  を連続な分布関数  $F(x)$  を持つ分布からの標本とし、検定する仮説  $H_0$  を次のように与える。

$$H_0: F(x) \equiv \Phi[(x-\mu)/\sigma]$$

$$-\infty < \mu < \infty, \quad \sigma > 0 \text{ は未知}$$

ただし、 $\Phi$  は正規分布関数、 $\mu$  は平均、 $\sigma$  は標準偏差である。

さて  $H_0$  の検定を考える。 $\mu_r$  にその推定量

$$\mu_r = \sum (X_i - X)^r / n \quad (\text{B}\cdot 2)$$

を代入すれば、歪度及び尖度の一致推定量は(B・1)式で与えられる。

そこで、 $|\sqrt{\beta_1}| > C$ 、あるいは  $|\beta_2 - 3| > C'$  の時  $H_0$  を棄却すればよい。ここで、 $H_0$  の下での標本歪度及び尖度の漸近

分布がいずれも正規分布であることに注意しておく。しかし、正確な分布を求めることは非常に難しいので、Edgeworth展開を求め、その%点のCornish-Fisher展開から棄却域を定める。結果のみを示すと次のようになる。

$$C = \sqrt{A_n} \{u_{a/2} + 3/(2n)(u_{a/2}^3 - 3u_{a/2})\} \quad (\text{B}\cdot 3)$$

$$A_n = \{6(n-2)/(n+1)(n+3)\}^{1/2}$$

但し、 $u_a$  は、正規分布の上側 100  $a$  %点、即ち

$$\int_{u_a}^{\infty} \phi(u) du = a \quad (\text{B}\cdot 4)$$

である。

従って、 $|\sqrt{\beta_1}| > C$  の時  $H_0$  を棄却すれば近似的に有意水準  $a$  の検定が得られる。

### 付録 C 変動風スペクトルの厳密形

#### 1. 仮定

##### 1) Kolmogorov<sup>3)</sup>の慣性小領域の存在

波数  $x$  の大きい領域で  $x$  の  $-5/3$  乗にスペクトルは比例する。

$$S_u(x) \rightarrow a \varepsilon^{2/3} x^{-5/3} \quad (\text{C}\cdot 1)$$

ここで、 $a$  は普遍常数で 0.5 である。

##### 2) Taylor の乱れの凍結性に関する仮説

乱渦は平衡状態で、平均風速  $U$  とともに移動する。即ち、乱れの凍結が起こる。この時、空間と時間の一対一対応が生まれる。

$$x = 2\pi f/U \quad (\text{C}\cdot 2)$$

3) 大気は、中立成層であり、接地層仮定が成り立つ。せん断応力は高さ方向に不変とする。この時、平均風速の鉛直分布は、次の対数則に従う。

$$\partial U/\partial z = u_* / kz \quad (\text{C}\cdot 3)$$

但し、 $u_*$  は摩擦速度と呼ばれ、 $u_* = (\tau/\rho)^{1/2}$  ( $\rho$  は空気密度、 $\tau$  は接地境界面の応力を表す) また、Monin & Obukhov<sup>12)</sup> は接地層の構造を大気の安定度を考慮して普遍的に表す方法、「相似仮説」を考えた。この理論によると、大気が中立成層の場合、変動風の標準偏差  $\sigma_u$  も次のような普遍形で表される。

$$\sigma_u = C u_* \quad (\text{C}\cdot 4)$$

ただし、 $C$  は常数である。

4) 周波数が十分低いところで、エネルギースペクトルは一定値に漸近する。これは、3次元波数空間を1次元的に観測する際に現れる性質である。

#### 2. 理論的精密化

一般に、流れの中に置かれた物体は、流速の自乗に比例した抗力を受ける。流れに平行な壁面が受ける抵抗力も同じである。ただ、違うの比例係数である。大気境界層においても同じ様な表現を使うことができる。即ち、境界層の内部構造はどうあれ、境界面に作用する風の応力  $\tau$  は、次のように表現される。

$$\tau = \rho C_d U_a^2 (= \rho u_*^2 = \text{const.}) \quad (\text{C}\cdot 5)$$

これをバルク則<sup>9)</sup>と呼ぶ。 $U_a$  は、ある計測高さ  $z_a$  における平均風速である。

この式から、

$$C_d = u_*^2 / U_a^2 \quad (\text{C}\cdot 6)$$

が得られる。一方対数則から、

$$U_a = u_* / k \cdot \ln(z_a/z_0) \quad (\text{C}\cdot 7)$$

であり、(C・6)式の関係から

$$C_d = (k/\ln(z_a/z_0))^2 \quad (\text{C}\cdot 8)$$

ここで、 $z_0$  は粗度高さ、 $k$  は Karman 定数 (0.4) である。(C・8)式は、摩擦係数と粗度高さは一対一の対応関係があることを意味している。

大気が、中立成層状態であるとすれば、レイノルズ応力のなす仕事によって、単位質量当り、 $u_*^2 \partial U/\partial z$  だけ、乱れの運動エネルギーが生成され、これが粘性によるエネルギー散逸率  $\varepsilon$  とつりあう。このことは、対数則を用いると

$$\varepsilon = u_*^3 / kz_a \quad (\text{C}\cdot 9)$$

である。

これらの準備の基に日野<sup>5)</sup>に従い、変動風スペクトルの理論形を考える。

風のスペクトル形として、1)と4)の仮定から次式で表す。

$$S_u(x) = A(1+X^2)^{-5/6} \quad (\text{C}\cdot 10)$$

$$X = x/B \quad (\text{C}\cdot 11)$$

この形から、 $x \rightarrow \infty$  の時、

$$S_u \rightarrow AB^{5/3} x^{-5/3}$$

となる。(C・1)式と比較すると

$$AB^{5/3} = a \varepsilon^{2/3} \quad (\text{C}\cdot 12)$$

また、 $\int S_u(x) dx = \sigma_u^2$  となるから

$$\sigma_u^2 = AB \Gamma(1/2) \Gamma(1/3) / 2 \Gamma(5/6) \quad (\text{C}\cdot 13)$$

となる。ただし、 $\Gamma$  は、 $\Gamma$  関数である。

(C・12)と(C・13)式より、

$$B^{2/3} = a/\sigma_u^2 \{\Gamma(1/2) \Gamma(1/3) / 2 \Gamma(5/6)\} \varepsilon^{2/3} \quad (\text{C}\cdot 14)$$

また、(C・9)式より

$$B = (a/\sigma_u^2)^{3/2} \times \{\Gamma(1/2) \Gamma(1/3) / 2 \Gamma(5/6)\}^{3/2} u_*^3 / kz_a \quad (\text{C}\cdot 15)$$

となる。

仮定2)を用いて frequency domain に変換すると

$$S_u(f) = \sigma_u^2 / \alpha \{2 \Gamma(5/6) / \Gamma(1/2) \Gamma(1/3)\} (1+X^2)^{-5/6} \quad (\text{C}\cdot 16)$$

$$X = f/\alpha$$

ただし、

$$\alpha = U_a / 2\pi (a/\sigma_u^2)^{3/2} \times \{\Gamma(1/2) \Gamma(1/3) / 2 \Gamma(5/6)\}^{3/2} u_*^3 / kz_a \quad (\text{C}\cdot 17)$$

(C・16)式より無次元スペクトル密度の最大値は、

$$[f S_u(f) / \sigma_u^2]_{\max} = 0.27 \quad (\text{C}\cdot 18)$$

となる。従って無次元スペクトルは常に 0.27 以下となる。

また、最大値を与える  $X$  の値は、 $X = \sqrt{1.5}$  であるから、無次元スペクトルのピーク周波数  $f_p$  は次式から求められる

$$f_p = (3/2)^{1/2} \alpha \quad (C \cdot 19)$$

(C・16)、(C・17)式の { } の中を計算すると

$$f S_u(f) / \sigma_u^2 = 0.4751 X (1 + X^2)^{-5/6} \quad (C \cdot 20)$$

$$\alpha = 0.4275 U_a / I^3 (C_a)^{3/2} / z_a \quad (C \cdot 21)$$

$$f_p = 0.5260 U_a / I^3 (C_a)^{3/2} / z_a \quad (C \cdot 22)$$

ただし、 $I$  は  $z = z_a$  における乱れ強さであり、 $I = \sigma_u / U_a$  である。

ここで示したスペクトル形と日野<sup>5)</sup>が導いたスペクトルとの違いは、日野は、風速の鉛直分布に指数則を用いているが、ここでは物理的に正当性のある対数則を用いていることである。

#### 付録 D 変動風の長時間スペクトルの特徴と計測時間の選定

Fig. D.1 は、1988 年 11 月 10 日の臨時計測データの中のある 1 時間の時系列データを用い、解析時間を 10 分間と 60 分間とに変化させた時に変動風スペクトルがどのように変化するかを示した一例である。実線が解析結果、一点鎖線及び点線は Davenport<sup>4)</sup>及び日野<sup>5)</sup>のスペクトル、破線は本論で示した新しい式によるスペクトルである。なお、スペクトルはパワーで割って無次元化してある。この図から、変動風スペクトルは、計測時間に大きく依存することがわかる。即ち、10 分程度の計測データを使用して解析した場合、低周波数域を除いて Davenport あるいは日野のスペクトルと良く一致するが、計測時間が 60 分と長くなるとそれらの既存スペクトルから大きくずれてくる。一方、本論で示した新しい式で推定したスペクトルは、計測時間が変わっても実測スペクトルを良く表している。

Fig. D.2 は、同じ日のデータを用いて 1 日 (24 時間) の変動風スペクトルを求めた結果である。周波数分割数は 8,192 であり、スペクトル解析には B-T 法を使用した。この図から、およそ 35 分から 1 時間 (周波数で  $2.39 \sim 4.78 \times 10^{-4}$  Hz) と 7 分 ( $2.4 \times 10^{-3}$  Hz) 近くにエネルギーギャップの存在が認められ、10 分 ( $1.67 \times 10^{-3}$  Hz) 付近と 10 秒 (0.1 Hz) 付近に小さなスペクトルピークが見られる。また、周波数の  $-5/3$  乗に比例して減少するいわゆる Kolmogorov<sup>3)</sup>の慣性小領域がかなり広範囲に広がっている。このように変動風のスペクトルは、計測時間に依存し、かつかなり広帯域なスペクトルである。従って、長時間のデータを解析する場合、風の定常性も含めて計測時間が問題となる。計測時間の選定として最も有効なのは、エネルギーギャップを利用することである。現に、気象庁の解析で

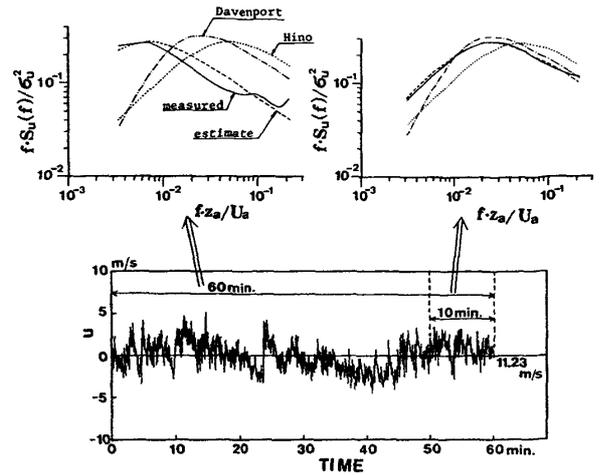


Fig. D.1. Influence of measurement time on varying wind velocity spectrum

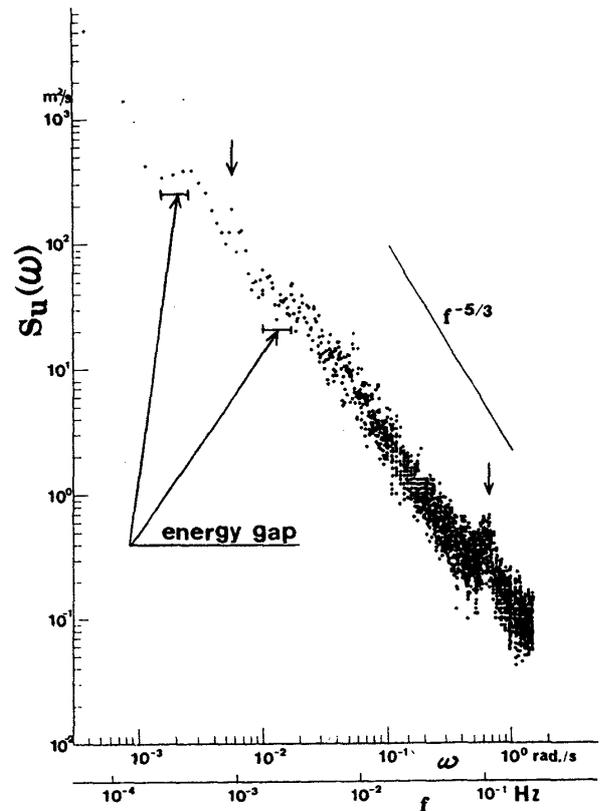


Fig. D.2. Varying wind velocity spectrum of one day

は、7 分程度のエネルギーギャップを考慮して計測時間を 10 分としている。今回の場合、ポ号の長周期運動 (周期が 80 秒程度) に及ぼす風の影響及び 7 分付近にエネルギーギャップがあるにもかかわらず、慣性小領域 (i. e. 等方性乱流として扱える領域、または、空間的に一様として取り扱える領域) が 0.5 時間付近まで延びていることを考慮して解析対象時間を 1 時間とした。