

運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 29 NO. 4 DEC. 1990

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN

港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第29巻 第4号 (Vol. 29, No. 4) 1990年12月 (Dec. 1990)

目 次 (CONTENTS)

1. Field and Laboratory Measurements of Shear Modulus Profile in Seabed
.....Mohsen BADIEY, Kouki ZEN, Hiroyuki YAMAZAKI and Hideo SUZUKI... 3~ 26
(海底地盤の剛性率に関する現地および室内実験
.....モーセン・バティ・善 功企・山崎浩之・鈴木英男)
2. Strain Space Plasticity Model for Cyclic Mobility
.....Susumu IAI, Yasuo MATSUNAGA and Tomohiro KAMEOKA... 27~ 56
(ひずみ空間における塑性論に基づくサイクリックモビリティのモデル
.....井合 進・松永康男・亀岡知弘)
3. Parameter Identification for a Cyclic Mobility Model
.....Susumu IAI, Yasuo MATSUNAGA and Tomohiro KAMEOKA... 57~ 83
(サイクリックモビリティのモデルのパラメータの同定
.....井合 進・松永康男・亀岡知弘)
4. ハイブリッドパラメータ法による波浪推算モデル (第1報)
—東京湾における検討—
.....永井紀彦・後藤智明・小舟浩治... 85~118
(Wave Hindcast Model Using the Hybrid-parameter Method (1st report)
—Application to the Tokyo Bay—
.....Toshihiko NAGAI, Chiaki GOTO and Koji KOBUNE)
5. 鋼—コンクリート接合ハイブリッド部材の海洋環境下における耐久性
.....濱田秀則・福手 勤・阿部正美...119~164
(Durability of Steel-Concrete Composite Hybrid Members in Marine Environments
.....Hidenori HAMADA, Tutomu FUKUTE and Masami ABE)

4. ハイブリッドパラメータ法による波浪推算モデル (第1報)——東京湾における検討——

永井紀彦*・後藤智明**・小舟浩治***

要 旨

大阪湾における気象・海象観測データをもとにして著者らが開発したパラメータ法による短フェッチ海域波浪推算モデルを、東京湾における現地観測データを用いて検証し、その妥当性を確認することができた。また、風波の周波数スペクトルの相似則について検討したハイブリッドパラメータ法による波浪推算モデルを提案するとともに、その適用性について調べた。

東京湾における風観測は、その風速計の設置条件に問題点が残されている。このため、海上風と風波の関係式を用いた観測風の補正方法を提案した。また、補正された観測風と観測有義波高を比較検討した結果、無次元波高と無次元周期の間には $3/2$ 乗則が精度よく成立すること、無次元フェッチと無次元エネルギーの間には、大阪湾のデータから得られた関係式がやはり成立すること、減衰後期を除き、発達期、最盛期、減衰初期中期を通じて周波数スペクトルは JONSWAP スペクトルで精度よく相似されること、などを明らかにした。

以上の検討結果をふまえて、パラメータ法およびハイブリッドパラメータ法による波浪推算を5擾乱に関して実施した結果、従来の有義波法やスペクトル法による推算結果と比較して、より精度が高い結果が得られることが確認された。

キーワード：波浪推算，パラメータ法，短フェッチ海域，東京湾，周波数スペクトル

* 海洋水理部主任研究官

** 水工部海洋エネルギー利用研究室長

*** 海洋水理部海象調査研究室長

4. Wave Hindcast Model Using the Hybrid-parameter Method (1st report) —Application to the Tokyo Bay—

Toshihiko NAGAI*

Chiaki GOTO**

Koji KOBUNE***

Synopsis

The parameter wave hindcast model for wind generated waves in short fetch sea, developed through the investigation using the data obtained in the Osaka Bay, was applied to the Tokyo Bay and compared with the data obtained at the Tokyo Tohyo Wave and Wind Measurement Station in the bay.

Wind velocity obtained at the station U_{23} was transferred to the 10m height wind velocity U_{10} by using the Wilson's equations. For the non-dimensional analysis, U_{10} was transferred once again to the friction velocity U_* defined by the authors' previous report.

Parameters were checked with the 6 years field data and it was concluded that the equations derived from the data obtained in the Osaka Bay were also applicable to the Tokyo Bay.

The wave frequency spectrum was also investigated and compared with the JONSWAP standard spectrum. It was found that the JONSWAP spectrum is widely applicable not only to the wave height increasing conditions but also decreasing conditions, except when the waves are fairly small.

Various wave hindcast models were compared by carrying out wave hindcast calculation on the 5 extreme sea conditions. The parameter method and the hybrid-parameter method showed the better agreement with the observed wave heights and periods than the traditional significant wave method and the spectrum method.

Key words : Wave hindcast method, Parameter model, Short Fetch Sea, Tokyo Bay, Frequency Spectrum

* Senior Research Engineer, Marine Hydrodynamics Division

** Chief, Ocean Energy Utilization Laboratory, Hydraulic Engineering Division

*** Chief, Marine Observation Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

目 次

1. ま え が き	89
2. 東京港における気象・海象観測	90
2.1 観測の経緯	90
2.2 観測方法	90
2.3 観測位置における方向別フェッチ	91
2.4 波浪および風の出現特性	92
3. 観測風の補正	93
3.1 概 要	93
3.2 無次元波高と周期の $3/2$ 乗則を仮定した一次補正	93
3.3 海上風速による二次補正	95
4. 風波の発達則	96
4.1 無次元波高と周期の $3/2$ 乗則	96
4.2 無次元フェッチと波高・周期・エネルギーの関係	98
4.3 風波の無次元量の関係	101
5. 周波数スペクトルの標準形	103
5.1 海洋波のスペクトル形	103
5.2 スペクトルパラメータ	104
5.3 スペクトルの相似則	105
5.4 周波数スペクトルと有義波諸元	106
6. 波浪推算モデル	107
6.1 一点型出力方法	107
6.2 有義波法	108
6.3 スペクトル法	108
6.4 パラメータ法	109
6.5 ハイブリッドパラメータ法	110
6.6 計算条件	111
6.7 計算結果	112
7. 結 論	116
参 考 文 献	117
主要記号表	117

1. まえがき

港湾・海洋構造物の設計にあたっては、波浪推算は必要不可欠なものである。このため、より精度の高い波浪推算モデルを確立することは、設計を合理的に行うために、きわめて重要である。

今日に至るまで、さまざまな波浪推算モデルが数多くの研究者によって提案されているが、実務上、十分と考えられる精度を有する手法は、いまだ、確立されていないとすることができる。これは、推算モデルを検証するに足りる気象・海象データが十分に取得されていなかったことに起因しているものと思われる。

外洋の波浪推算を行う場合、計算対象領域は相当に広いものでなければならず、対象領域内全体の風場を十分な精度で把握することは難しい。たとえ、大水深海域における精度の高い方向スペクトルデータが得られたにしろ、推算値の検証には、波浪を発生させる外力である風推算上の誤差が多く含まれる問題が残される¹⁾。

これに対して、内湾の閉鎖海域の場合には、計算領域を湾内に限定できるため、実測気象・海象データによって波浪推算モデルを検証することが、比較的容易になる。前報²⁾において、著者らは、大阪湾における気象・海象データから海上風の抵抗則と風波の発達則に関する種々の検討を行い、短フェッチ海域の風波を対象としたパラメータ波浪推算モデルを開発した^{2),3),4),5)}。

波浪推算モデルの開発の歴史を見ると、SMB法に代表される有義波法が最初に提案され^{6),7),8)}、追跡法⁹⁾あるいは格子点法¹⁰⁾といった有義波法のさまざまなモデルが開発された。ここに、有義波法とは、不規則な海の波を、単一な波高と周期を有する波で代表させて（有義波）、実測データおよび経験から得られた風による波の発達式によって波浪推算を行う手法とすることができる。

その後、スペクトル法による波浪推算法が誕生した。開発初期のスペクトル法は、周波数成分および方向成分に波浪のエネルギーを分割し、各成分についてそれぞれ波の発達・伝播・減衰を計算するので、成分波法とも言うことができる。スペクトル法（成分波法）による波浪推算モデルとしては、わが国では、井上モデル¹¹⁾、MRIモデル¹²⁾、山口・土屋モデル¹³⁾などがある。

スペクトル法は、有義波法に比べてより合理的な手法であるため、より高い精度が期待できるわけであるが、風波の発達段階においては、平衡スペクトルとして仮定している Pierson-Moskowitz スペクトルで各周波数成分の発達を抑えているため、オーバーシュートしたエネ

ルギーを評価することができない問題点をかかえている。

そこで、風波の発達段階においては有義波法で用いられているパラメータ相互の関係を取入れ、スペクトル法を修正したハイブリッドパラメータ法が、第2世代の波浪推算法として登場する。ハイブリッドパラメータ法による波浪推算モデルとしては、TOHOKU モデル¹⁴⁾、MRI-2 モデル¹⁵⁾、DOLPHIN モデル^{16),17)}などが提案されている。しかしながら、ハイブリッドパラメータ法による波浪推算モデルは、いまだに開発途上のモデルであるため、今後解明しなければならない問題が数多く残されている。その中でも、大きい問題点は、風波の発達式等のパラメータ相互の関係式である。このため、前報²⁾および本報に述べる検討を行っているわけであるが、この検討にあたっては、実測された気象・海象データが最も重要なものとなる。

風波の発達式は、当初は10m高度風によってとりまとめられており、無次元波高と無次元周期の間の $3/2$ 乗則などの関係式および標準スペクトル形^{18),19)}が求められた。その後、摩擦速度の概念が導入され、風波の発達式および無次元パラメータ相互の関係式は、摩擦速度によってより精度よくとりまとめられることが明らかにされた^{20),21),22),23),24),25)}。摩擦速度の定義は、大きく C_D 則と Z_0 則とに分類されるが、前報²⁾で述べたように、Mitsuyasu による C_D 抵抗則を高風速時の実測データを用いて修正した抵抗則をもちいれればよいことが、SWAMP テスト²⁶⁾等の結果から明らかにされている。

本報は前報で開発したパラメータ波浪推算モデルを東京湾に適用し、東京港における気象・海象観測データによって、その検証を行ったものである⁵⁾。あわせて、風波に関する無次元パラメータ相互の関係、周波数スペクトルの相似形についても詳細な検討を行い、パラメータ波浪推算モデルは、大阪湾に限ることなく他の内湾の閉鎖海域にも汎用的に適用できることを確認した。

なお、このパラメータ波浪推算モデルは、東京湾や大阪湾などの波浪推算に用いられるばかりでなく、現在開発中の外洋におけるハイブリッドパラメータ法の波浪推算モデルの確立のための重要なステップとなる。

本報の波浪推算は、すべて一点法を用いた。波浪推算における計算格子の設定法として、格子点法と一点法があるが、さまざまなモデルによる波浪推算結果の比較にあたっては、一点法の方が比較的計算が簡便であるためである^{27),28)}。

2. 東京港における気象・海象観測

2.1 観測の経緯

東京港では、高潮対策事業の実施にあわせて昭和37年に港内に観測計器の設置工事を行い、昭和38年から観測を開始している。港外における本格的な観測は、東京港前面の品川沖約3kmの海上に station 1 と呼ばれる観測塔を建設した昭和40年から始まる。station 1 における観測は、設置水深 AP -2.5m と -6.5m の2台の水圧式波高計、塔脚部に設置したステップ式波高計および測定高度 AP +6.5m と +12m の2台の三杯式風向風速計の構成からなる。なお、AP は荒川工事基準面を意味し、東京湾中等潮位 TP と

$$(TP) = (AP) - 1.134m \quad (2.1)$$

の関係がある。

昭和44年からは、東京港の埋め立て工事などで station 1 の維持が困難となったため、station 1 の南南東約3.5kmの東京灯標（東経139度50分、北緯35度34分）におい

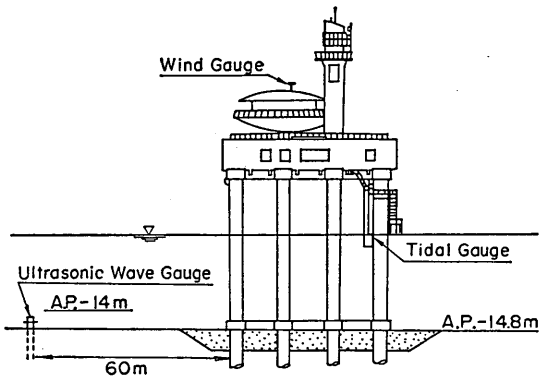


図-2.1 東京灯標における風と波の観測



写真-2.1 東京灯標全景

て観測が継続されるようになった。

2.2 観測方法

東京灯標における観測は、水深 AP -3.5m と -14.8 m に設置された水圧式波高計、ステップ式波高計、水圧型潮位計および測定高度 AP +23m のプロペラ式風向

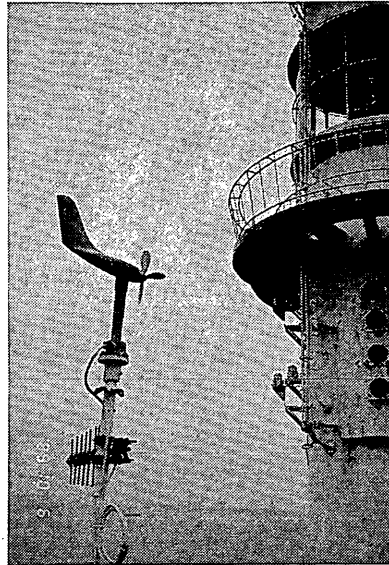


写真-2.2 東京灯標の風向風速計の配置

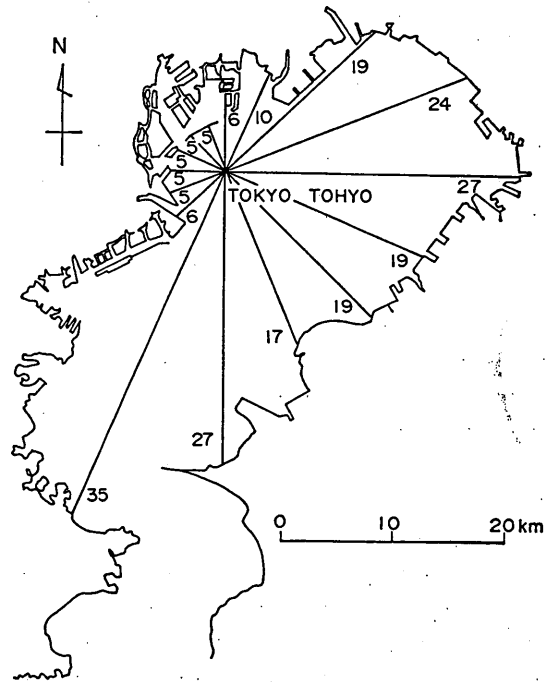


図-2.2 東京灯標における方向別フェッチ

風速計を用いて行われていた。昭和57年には、ステップ式波高計にかわり超音波式波高計が設置され、観測データをテレメータにより伝送するシステムへと改良された。

図-2.1 および 写真-2.1, 2.2 に昭和57年から現在に至る東京灯標の観測機器の配置状況を示す。

東京灯標における波浪観測結果は、毎偶数時に10分間の計測データが 0.2s 間隔にデジタル化され、有義波諸元およびスペクトル演算処理がなされている。また、風向風速については、整数時毎に風向、平均風速、瞬間最大風速などの諸元に整理されている。

本報告では、昭和58年から昭和63年の6年間に観測されたデータのみを用いることとした。これは、風波の発達過程を詳細に検討し、波浪推算モデルを開発するためには、均質でかつ海面波を直接測定した精度のよいデータであることが不可欠なためである。

2.3 観測位置における方向別フェッチ

観測地点、すなわち東京灯標の対岸距離を整理したも

表-2.1 方位別有効フェッチ

方位	フェッチ (km)	有効フェッチ (km)
N	6	7.3
NNE	10	11.9
NE	19	16.4
ENE	24	18.7
E	27	20.1
ESE	19	19.6
SE	19	18.4
SSE	17	21.7
S	27	22.7
SSW	35	21.1
SW	6	17.2
WSW	5	11.6
W	5	5.9
WNW	5	5.1
NW	5	4.8
NNW	5	5.6

表-2.2 有義波波高・周期出現頻度表

統計期間 1983年～1988年 通年								規定回数	26,304
								測得回数	25,840 (98.2)
								欠測回数	464 (1.8)
$T_{1/3}$ \ / $H_{1/3}$	2.0秒以下	2.1～3.0	3.1～4.0	4.1～5.0	5.1～6.0	6.1秒以上	合計	累計	
25cm以下	793 (3.1)	10,005 (38.7)	1,426 (5.5)	18 (0.1)	1 (0.1)		12,243 (47.4)	12,243 (47.4)	
26～50	125 (0.5)	9,829 (38.0)	800 (3.1)	15 (0.1)	1 (0.1)		10,770 (41.7)	28,013 (89.1)	
51～75	1 (0.1)	1,151 (4.5)	898 (3.5)	29 (0.1)			2,079 (8.0)	25,052 (97.1)	
76～100		12 (0.1)	445 (1.7)	54 (0.2)			511 (2.0)	25,603 (99.1)	
101～125			68 (0.3)	106 (0.4)			174 (0.7)	25,777 (99.8)	
126～150			4 (0.1)	48 (0.2)			52 (0.2)	25,829 (99.9)	
151～175				5 (0.1)	3 (0.1)		8 (0.1)	25,837 (99.9)	
176～200				1 (0.1)	1 (0.1)		2 (0.1)	25,839 (99.9)	
201～225							0 (0.0)	25,839 (99.9)	
226～250							0 (0.0)	25,839 (99.9)	
251cm以上				1 (0.1)			1 (0.1)	25,840 (100.0)	
合計	919 (3.6)	20,997 (81.3)	3,641 (14.1)	277 (1.1)	6 (0.1)	0 (0.0)	25,840 (100.0)		
累計	919 (3.6)	21,916 (84.8)	25,557 (98.9)	25,834 (99.9)	25,840 (100.0)	25,840 (100.0)	25,840 (100.0)		

上段：出現回数 下段：括弧内は100分率を示す。

のが 図-2.2 および 表-2.1 である。この対岸距離は、波浪の発達に直接関係するものでフェッチと呼ばれる。図中の実線は16方位別のフェッチを表し、数字は km 単位の距離を意味する。また 表-2.1 中には有効フェッチも記載した。有効フェッチとは、波向および風向の分布形を考慮したフェッチを意味し、Saville に従い計算される。すなわち、主波向に対して $\pm 45^\circ$ の角度幅を考え、この角度幅をできるだけ細分し、それぞれの方向について陸岸までの線分の長さ F_i を求めたとき、 θ_i 方向の有効フェッチ F は

$$F = \frac{\sum F_i \cos^2(\theta_i - \theta)}{\sum \cos(\theta_i - \theta)} \quad (2.2)$$

となる。表-2.1 に示した東京灯標の有効フェッチは、細分化した角度を5度として、16方位別に式(2.2)を用いて算出している。

東京灯標の有効フェッチは、西から北方向で約5kmと短く、東から南方向で20kmである。また、最長フェッチは南の22.7kmである。

2.4 波浪および風の出現特性

昭和58年から昭和63年の6年間の観測値を用いて有義

波高と有義波周期の出現頻度を調べたものが 表-2.2 である。この表から、出現波浪の99%程度が波高1m以下で周期4s以下の波浪であることがわかる。最多出現波

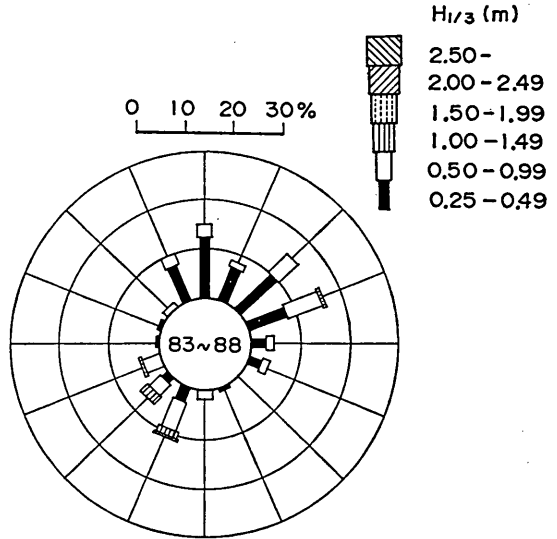


図-2.3 波高階級と風向の分布 ($U > 10\text{m/s}$)

表-2.3 昭和58年～昭和63年の上位20位までの擾乱

順位	期 間	期 間 最 大 波				要 因
		波 高 (m)	周 期 (s)	起 時	継 続 時間	
1	85. 7. 1. 2~85. 7. 1. 8	3.09	4.2	85. 7. 1. 4	8	T8506東京通過
2	85. 8. 30. 22~85. 8. 31. 2	1.97	4.5	85. 8. 30. 24	6	T8514横須賀上陸
3	86. 5. 19. 14~88. 5. 20. 8	1.78	5.1	86. 5. 20. 6	20	前線伴う低気圧通過
4	87. 10. 17. 10~87. 10. 17. 16	1.74	4.7	87. 10. 17. 12	8	T8719本州上陸
5	83. 8. 17. 14~83. 8. 17. 22	1.73	4.8	83. 8. 17. 22	10	T8305本州上陸
6	88. 6. 3. 8~88. 6. 4. 6	1.70	5.4	88. 6. 3. 24	24	温帯低気圧本州横断
7	83. 5. 16. 24~83. 5. 17. 4	1.54	5.2	83. 5. 16. 24	6	低気圧本州横断
8	84. 8. 21. 22~84. 8. 23. 2	1.52	4.7	84. 8. 22. 14	30	温低関東北側通過
9	83. 5. 7. 6~83. 5. 7. 12	1.49	4.6	83. 5. 7. 10	6	日本海低気圧
10	87. 5. 23. 4~87. 5. 23. 16	1.48	4.8	87. 5. 23. 12	14	日本海低気圧東進
11	87. 4. 21. 24~87. 4. 22. 8	1.43	4.9	87. 4. 22. 4	10	日本海低気圧
12	85. 10. 13. 14~85. 10. 13. 20	1.42	4.6	85. 10. 13. 18	8	前線通過
13	87. 2. 11. 22~87. 2. 12. 12	1.39	4.8	87. 2. 12. 12	16	日本海低気圧
14	83. 4. 27. 12~83. 4. 27. 18	1.39	4.3	83. 4. 27. 12	8	日本海低気圧
15	87. 1. 24. 4~87. 1. 24. 6	1.36	4.6	87. 1. 24. 6	4	前線南下
16	86. 4. 27. 14~88. 4. 28. 4	1.36	4.5	86. 4. 27. 24	16	日本海低気圧
17	85. 2. 21. 14~85. 2. 21. 16	1.33	4.4	85. 2. 21. 14	4	日本海低気圧
18	84. 5. 9. 14~84. 5. 9. 18	1.32	4.3	84. 5. 9. 16	6	北日本低気圧通過
19	87. 6. 9. 2~87. 6. 9. 16	1.31	4.5	87. 6. 9. 6	16	前線本州横断
20	85. 3. 26. 4~85. 3. 26. 14	1.30	4.8	85. 3. 26. 12	12	日本海低気圧

浪は、波高0.25m以下、周期2sから3sである。このことから、東京港の波浪は、湾内で発生した風浪であり、湾外からの海洋性風波とうねりの侵入はほとんどないと考えられる。なお、周期4s以下の波は、波長が25m以下であり、東京灯標の水深が15m程度であるので、深海波とみなすことができる。

図-2.3は、波高階級と風向の分布を示したものである。春から秋にかけて卓越する南南西からの強風にもなって波高階級も南南西方向が他方向に比べて高くなっている。しかし、冬に頻度が多くなる北北西からの季節風の吹き出しによって、北北西からの出現頻度も、波高階級は比較的低くなっているもの多くなっている。

なお、昭和58年から昭和63年の6年間の観測値の高波浪を20位まで抽出したものを表-2.3に示している。期間中の最高は、台風8506号によるもので、昭和60年7月1日に有義波高3.09m、周期4.2s、風速38m/sを記録している。

3. 観測風の補正

3.1 概要

東京灯標における風向および風速は、写真-2.1および風向風速計の設置状況を示した写真-2.2を見ると明らかのように、東京灯標の施設全体が大きいこと、風向風速計がドーム状の屋根の上に設置されていること、しかも北北東には灯台があることにより、観測値そのものが海上風を表していると考えにくく、風向および風速により、かなり海上風とは異なる風を観測しているものと考えられる。また、観測高度がAP+23mである一方、従来の風と風波の関係に関する経験則の多くは10m高度の風速値を用いているため、東京灯標の観測値を10m高度の海上風に修正し、波浪の発達に関する検討を行う必要がある。このため、観測風の補正法を検討する。

3.2 無次元波高と周期の3/2乗則を仮定した一次補正

Wilsonの提案した波浪の発達式は、無次元フェッチと無次元波高と周期の関係式で、下記のように表される。

$$H^* = 0.30 \left(1 - \frac{1}{(1 + 0.004 F^{*1/2})^2} \right) \quad (3.1)$$

$$\frac{T^*}{2\pi} = 1.37 \left(1 - \frac{1}{(1 + 0.008 F^{*1/3})^5} \right) \quad (3.2)$$

ここに、 H^* 、 T^* 、 F^* は、それぞれ10m高度風で無次元化した有義波高、有義波周期およびフェッチを示す。すなわち、

$$H^* = \frac{g H_{1/3}}{U_{10}^2}$$

$$T^* = \frac{g T_{1/3}}{U_{10}}$$

$$F^* = \frac{g F}{U_{10}^3}$$

である。

ここに、 $H_{1/3}$ は有義波高、 $T_{1/3}$ は有義波周期、 F はフェッチ、 g は重力加速度を意味する。両式は無次元フェッチが 10^3 位までは、ほぼ一定勾配で増加するが、それ以上では一定値に近づき、無次元波高は0.30、無次元周期は1.37に収束する。

式(3.1)と式(3.2)を書き換えると、

$$H^* T^{*3} = \frac{0.3^2}{(2\pi \cdot 1.37)^3} \times \frac{(1 - (1 + 0.004 F^{*1/2})^{-2})^2}{(1 - (1 + 0.008 F^{*1/3})^{-5})^3} \quad (3.3)$$

となる。この式の右辺の値は、無次元フェッチにわずかに依存するが、変動は小さく、平均的には0.013となる。図-3.1は式(3.3)で与えられる無次元波高と周期の関係を無次元フェッチを適当な間隔で与えプロットしたものである。この図より実線は

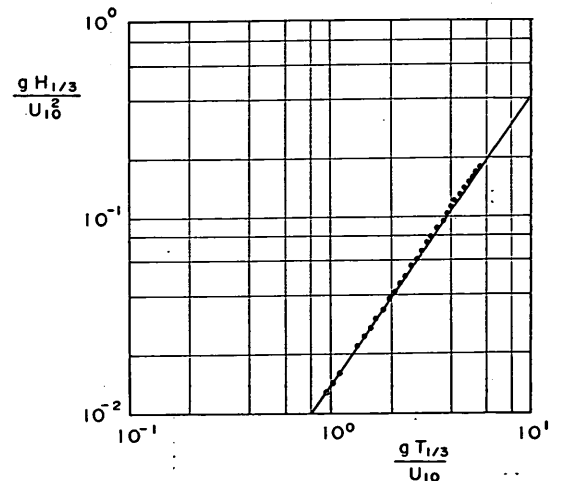


図-3.1 Wilson式における無次元波高と無次元周期

$$H^* = B_w T^{*3/2} \quad B_w = 0.013 \quad (3.4)$$

で非常によい精度で近似できることがわかる。また、この式は鳥羽により、全く別の観点から独立に導かれた風波に関する3/2乗則と同型である。式(3.4)は、

$$U_{10} = H_{1/3}^2 / (g B_w^2 T_{1/3}^3) \quad (3.5)$$

とも書くことができ、波浪諸元から10m高度の海上風を推算する式に変換できる。したがって、観測された風および波の諸元を用いて、無次元波高と周期に関してプロットし、この関係を式(3.5)と同様に

$$U_{23} = H_{1/3}^{2/3} / (gB^2 T_{1/3}^{1/3}) \quad (3.6)$$

と置けば、3/2乗則に合う係数 B を求めることにより、10m高度観測風 U_{10} と海上風 U_{23} の比率 μ を

$$\mu = U_{10} / U_{23} = (B_W / B)^2 \quad (3.7)$$

と算定することができる。

図-3.2は、無次元波高と周期の相関であり、風速(実測風)が8m/s以上で風向の変化がなく、風速、波高、周期ともに発達時のものを選んでプロットしたものである。図中の実線は式(3.4)を表す。なお、風向WとWNWは風速8m/s以上で発達時の条件を満たしたデー

タがない。図からわかるように、観測風で無次元化しても3/2乗則は、成立することがわかる。ただし、若干のばらつきが見られるのと同時に、プロットが実線よりも下側に集中している偏りも見られる。このことは、 U_{23} に対する B は、 U_{10} に対する B_W より、小さい値になっていることを、意味している。

図-3.3は式(3.5)から求めた10m高度の海上風 U_{10} と観測風 U_{23} との比率を16方位別に表したものである。図から、10m高度風は海上風の0.5から0.8倍程度の値となっていることがわかる。一般に、高度10mと23mの風速比は、対数分布則や1/7乗則で見積ってもその差が1割程度であることから判断すると、東京灯標の風速値は構造物の影響をかなり受けているものと考えられる。観測風と海上風の比率が風向SSEを境にして大きく異なる

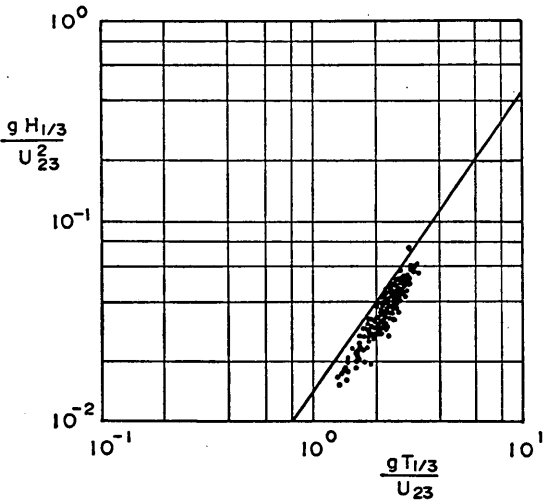


図-3.2 実測無次元波高と無次元周期

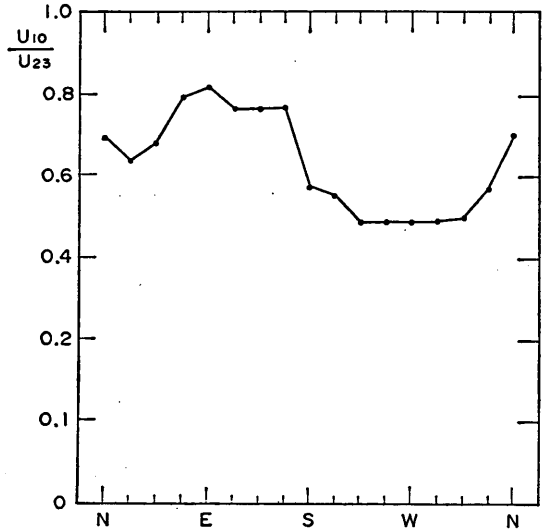


図-3.3 16方位別1次補正係数

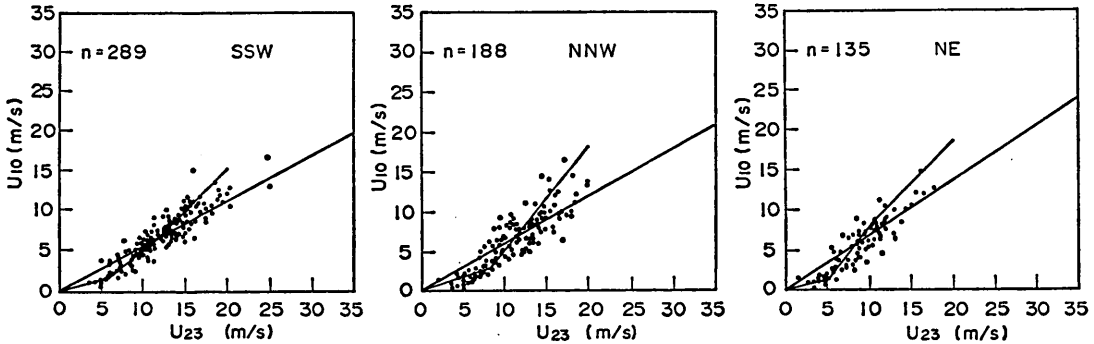


図-3.4 観測風と海上風

るのは、東の風向は粗度の小さい海上を比較的長い間伝わってくる一方、西の風向は都心の建築物など粗度の大きい陸上から直接吹くため、両者の鉛直風速分布に差があることに起因すると考えられる。また、灯台の位置するNNEおよびNEはN、ENEに比べ比率が大きく、灯台による遮蔽の影響を表している。

3.3 海上風速による二次補正

3.2で説明した一次補正は、無次元波高と周期の3/2乗則を用いた風向別に平均的な海上風への変換である。しかし、先にも述べたように構造物が観測風に大きく影響を及ぼしているため、本来の観測風と海上風の比率が風向のみならず風速値により変化すると考えられる。

図-3.4は、図-3.2で示したのと同様な条件を課してデータを選択し、方向別に観測風速と海上風速をプロットした例である。図中の実直線は前節で求めた方位別補正(一次補正)であり、各風向とも、平均的にみると一次補正のまわりにプロットされているが、風速が小さい部分で小さい方へ、風速が大きい部分は大きい方へずれていることもわかる。このため、風速値により補正量を試行錯誤により変化させ、図中の折れ線に示す二次補正式を求めた。

表-3.1は二次補正式を

$$U_{10} = a U_{23} + b \tag{3.8}$$

表-3.1 実測風から10m高度風への補正係数表 ($U_{10} = a U_{23} + b$)

風 向	a	b	a	b	a	b
NNE	0.34	0.00	0.88	-2.14	1.02	-3.45
	0.0 ~ 3.9		3.9 ~ 9.2		9.2 以上	
NE	0.29	0.00	1.47	-6.25	1.07	-2.73
	0.0 ~ 5.2		5.2 ~ 8.7		8.7 以上	
ENE	0.46	0.00	1.91	-10.01	0.98	-1.19
	0.0 ~ 4.9		4.9 ~ 9.5		9.5 以上	
E	0.45	0.00	1.41	-4.77	0.98	-0.63
	0.0 ~ 5.0		5.0 ~ 9.6		9.6 以上	
ESE	0.47	0.00	3.05	-19.77	1.02	-1.68
	0.0 ~ 7.6		7.6 ~ 8.9		8.9 以上	
SE	0.47	0.00	3.05	-19.77	1.02	-1.68
	0.0 ~ 7.6		7.6 ~ 8.9		8.9 以上	
SSE	0.47	0.00	3.05	-19.77	1.02	-1.68
	0.0 ~ 7.6		7.6 ~ 8.9		8.9 以上	
S	0.41	0.00	0.88	-3.30	0.89	-3.33
	0.0 ~ 6.9		6.9 ~ 11.5		11.5 以上	
SSW	0.30	0.00	0.94	-4.19	1.07	-6.02
	0.0 ~ 6.5		6.5 ~ 13.9		13.9 以上	
SW	0.30	0.00	0.94	-4.19	1.07	-6.02
	0.0 ~ 6.5		6.5 ~ 13.9		13.9 以上	
WSW	0.30	0.00	0.94	-4.19	1.07	-6.02
	0.0 ~ 6.5		6.5 ~ 13.9		13.9 以上	
W	0.30	0.00	0.94	-4.19	1.07	-6.02
	0.0 ~ 6.5		6.5 ~ 13.9		13.9 以上	
WNW	0.30	0.00	0.94	-4.19	1.07	-6.02
	0.0 ~ 6.5		6.5 ~ 13.9		13.9 以上	
NW	0.36	0.00	0.86	-4.17	1.53	-13.67
	0.0 ~ 8.3		8.3 ~ 14.2		14.2 以上	
NNW	0.37	0.00	1.23	-7.13	1.32	-8.16
	0.0 ~ 8.2		8.2 ~ 12.0		12.0 以上	
N	0.52	0.00	1.27	-4.95	1.18	-4.09
	0.0 ~ 6.5		6.5 ~ 9.7		9.7 以上	

注) 下段は風速階級 (m/s)

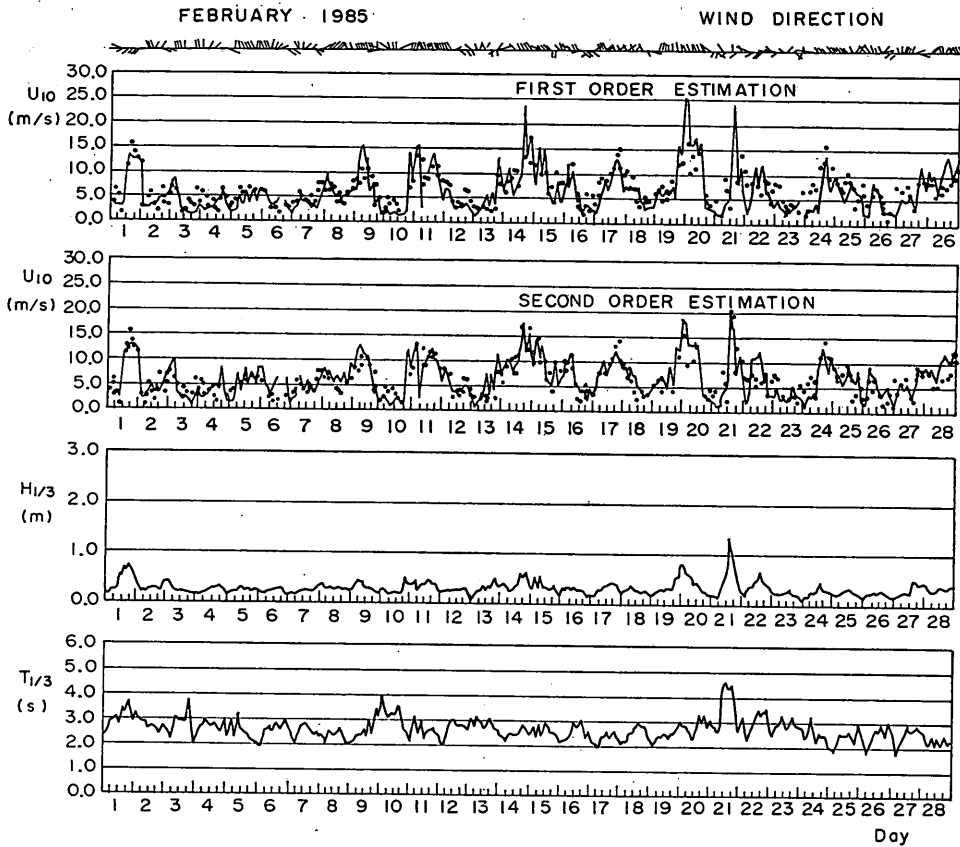


図-3.5 観測風と波浪から逆算された風 (1985.2)

とおき、係数 a 、 b を16方位および風速階級別に整理したものである。

図-3.5 および 図-3.6 は、それぞれ、1985年の2月および8月に観測された波浪諸元から逆算された風の経時変化と実際の観測風の経時変化を比較した例である。図は上から一次補正值による比較、二次補正值による比較、波浪諸元が示され、一次補正と実測値の比較は極大値付近で大きくなるのに比べ、二次補正ではかなりの精度で一致することがわかる。

なお、各図面における上側2図面では、プロットは実測された有義波高と有義波周期から式(3.5)を用いて求めた風速であり、折れ線は図-3.4に示した一次補正および二次補正を用いて23m高度風速を10m高度風速に換算したものである。

4. 風波の発達則

4.1 無次元波高と周期の3/2乗則

ここでは、無次元化のために用いる風速として、従来

からよく用いられている10m高度の風速 U_{10} と、風波の発達を表すのに適切であるとされている摩擦速度 U_* の両者を用いた風波の発達の表現法について検討する。無次元化された波高 H^* 、周期 T^* 、エネルギー E^* 、フェッチ F^* は、それぞれ下記のように表される。

波高,	周期,	エネルギー,	フェッチ
$\frac{gH_{1/3}}{U_{10}^2}$	$\frac{gT_{1/3}}{U_{10}}$	$\frac{g^2E}{U_{10}^4}$	$\frac{gF}{U_{10}^2}$
$\frac{gH_{1/3}}{U_*^2}$	$\frac{gT_{1/3}}{U_*}$	$\frac{g^2E}{U_*^4}$	$\frac{gF}{U_*^2}$

(4.1)

ここに、 $H_{1/3}$ および $T_{1/3}$ はそれぞれ有義波高および有義波周期、 E は、 $(H_{1/3}/3.83)^2$ で定義されたエネルギー、 g は重力加速度である。摩擦速度の算定法としては、前報²⁾で報告したように、Mstuyasuらによる式を一部修正した次式を用いた。

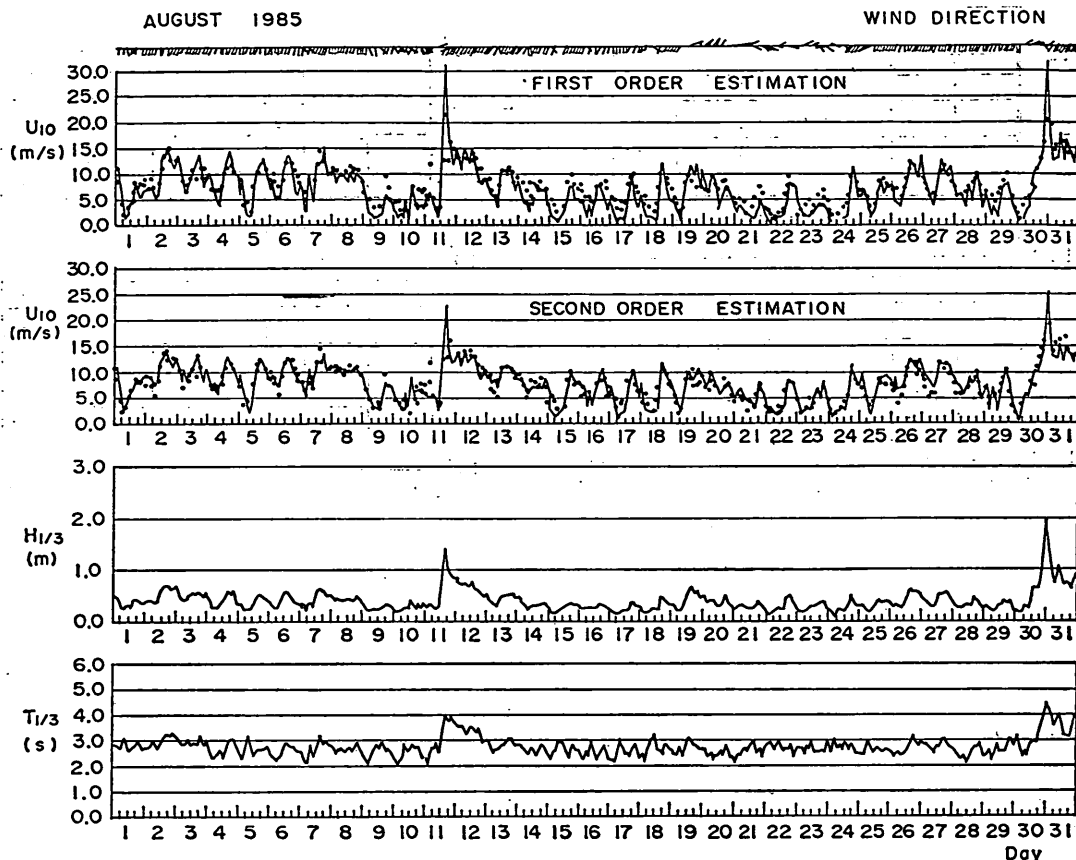


図-3.6 観測風と波浪から逆算された風 (1985. 8)

$$C_D = \begin{cases} (1.014 + 0.004(U_{10} - 5)^2) \times 10^{-3} & U_{10} > 8 \text{ m/s} \\ (1.290 - 0.024U_{10}) \times 10^{-3} & U_{10} < 8 \text{ m/s} \end{cases} \quad (4.2)$$

$$U_* = \sqrt{C_D} \times U_{10} \quad (4.3)$$

無次元波高と無次元周期の間には 3/2 乗の関係がある。\$U_{10}\$ で無次元化した Wilson の推算式からは、前章で述べたように平均的に

$$H_{1/3}^* = B_W T_{1/3}^{*3/2} \quad B_W = 0.013 \quad (4.4)$$

の関係が導かれる。また、Toba は全く別の観点から独立に摩擦速度 \$U_*\$ で無次元化して

$$H_{1/3}^* = B_T T_{1/3}^{*3/2} \quad B_T = 0.062 \quad (4.5)$$

を提案している。

無次元波高と無次元周期の関係は、式 (4.4) あるいは式 (4.5) を書き換えることにより

$$(H_{1/3}/L_{1/3})^2 = 2\pi B^2 (U_*/C_{1/3}) \quad (4.6)$$

となることから明らかなように、波形勾配と波齢の関係を表すものと解釈できる。ここに、\$L_{1/3}\$ および \$C_{1/3}\$ は有義波周期に対応する波長および波速である。

図-4.1 は、風波であるという条件でデータを抽出し、無次元波高 (\$gH_{1/3}/U_{10}^2\$) と無次元周期 (\$gT_{1/3}/U_{10}\$) の関係を描いたものである。ここに、風波の条件としては、波高、周期とも発達段階にあること、2時間以上風向が変化しないこと、10m高度風速が10m/s以上であること、周期が4.5s以下であること（沖波と見なすことができること）の4条件を考慮した。

図-4.1 と 図-3.2 を比較すると、データのばらつきは後者の方が小さくなっており、また、直線からの偏りも後者のほうが小さくなっていることがわかる。これは、\$U_{23}\$ から \$U_{10}\$ への換算を Wilson 式を仮定して行ったため、当然のことであるが、無次元波高と無次元周期の間の 3/2 乗則がより精度よく成立しているためであ

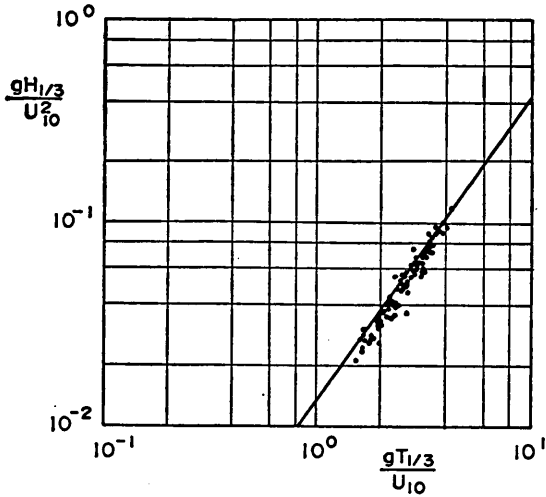


図-4.1 10m高度風で無次元化した波高と周期

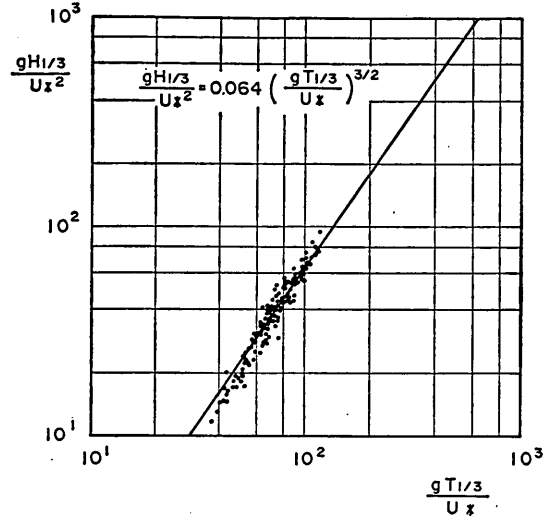


図-4.2 Mitsuyasu の抵抗則で算定した摩擦速度で無次元化した波高と周期

る。

図-4.2 は、摩擦速度で無次元化して 図-4.1 を再プロットしたものである。図-4.2 においても 3/2 乗則はよい精度で満たされているが、その係数は $B=0.064$ となっている。これは、大阪湾のデータを用いて著者らが前報で検討した結果の 0.067 に極めて近い。したがって、ここでは係数を 0.064 として以後の検討を行うことにする。

4.2 無次元フェッチと波高・周期・エネルギーの関係

風波の有義波諸元の発達特性を記述する経験式を通常推算式と呼んでいる。特に、時間的に定常に達し、風下方向に発達している fetch-limited の風波の推算式は、Sverdrup-Munk 以後数多くの研究が行われ、改良が加えられている。現在最もよく利用されるのは Wilson が提案した Wilson IV 式と言われる式(3.1)および(3.2)である。

東京港で観測されたデータは風向・風速の変動が大きく fetch-limited の状態に達しているか否かを容易に判定することが難しいため、風波であるという条件を課して波の伝播方向の無次元フェッチと無次元波高・周期の関係をプロットすることにした。風波の条件としては、図-4.1 と同様の条件を採用した。

図-4.3 は、10m高度風速で無次元化した無次元フェッチと無次元波高・周期の関係を描いたものである。図には比較のため Wilson の推算式が実線で描かれてい

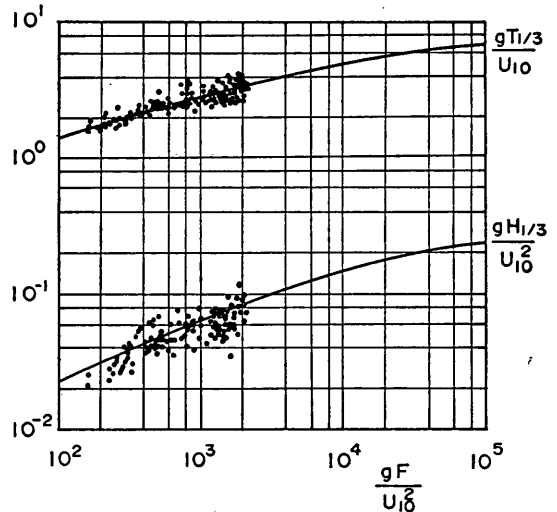


図-4.3 10m高度風で無次元化したフェッチと波高・周期の関係

る。抽出条件から判断できるようにプロットされたデータは完全に fetch-limited に達した風波に関するものばかりでないため、プロットしたデータの中心線ではなく包絡線が fetch-limited に達した状態に対応するものと考えることができる。図から、Wilson 式は無次元周期が過小評価気味であるものの無次元波高については比較的良好な精度があることがわかる。

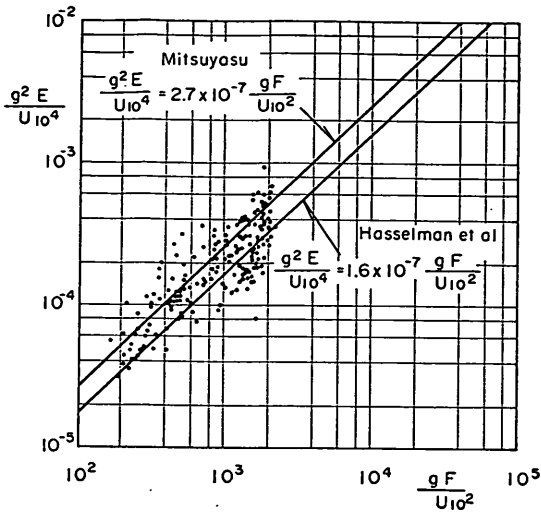


図-4.4 10m高度風で無次元化したフェッチとエネルギー

同様な条件で無次元フェッチと無次元エネルギーの関係を描いたものが 図-4.4 である。図には比較のため Mitsuyasu¹⁸⁾ および Hasselmann ら¹⁹⁾ の推算式も描いている。データの中心は2種類の推算式の中間となっていることが図から読み取られる。しかし、ここでは、周波数スペクトルの積分値と有義波高の相関結果から $E=(H_{1/3}/3.83)^2$ でエネルギーを算定しているため、光易らおよび Hasselmann らが $E=(H_{1/3}/4.0)^2$ で計算していることを考えると、東京港のデータは光易らの推

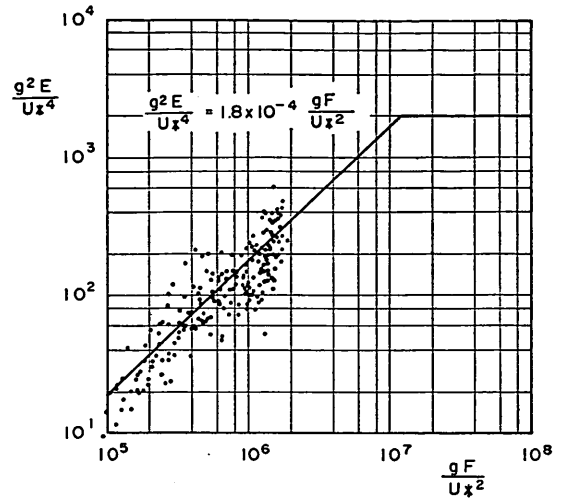
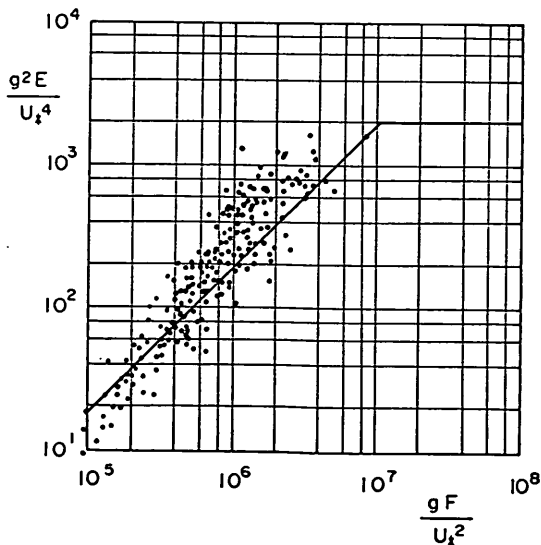


図-4.5 Mitsuyasu の抵抗則で算定した摩擦速度で無次元化したフェッチとエネルギー

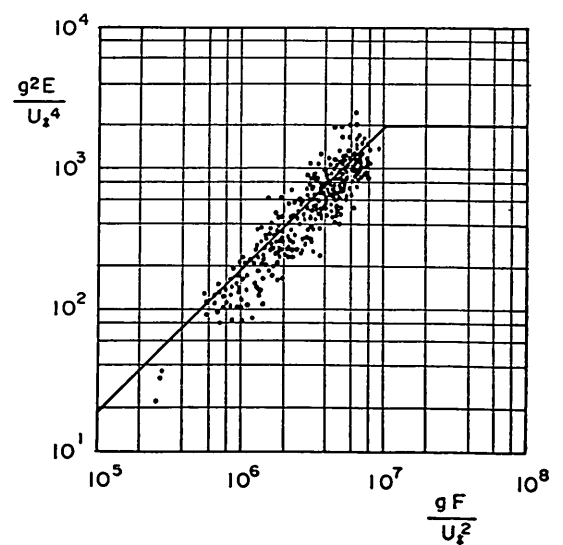
算式に近いと考えられる。

図-4.5 は摩擦速度で無次元化されたフェッチとエネルギーの関係をプロットしたものである。データのバラツキが大きく確たることは言えないが、図-4.4 に比べデータの包絡線がより線形に近くなっている。図中の線は、大阪湾におけるデータを基に求めた推算式²⁾

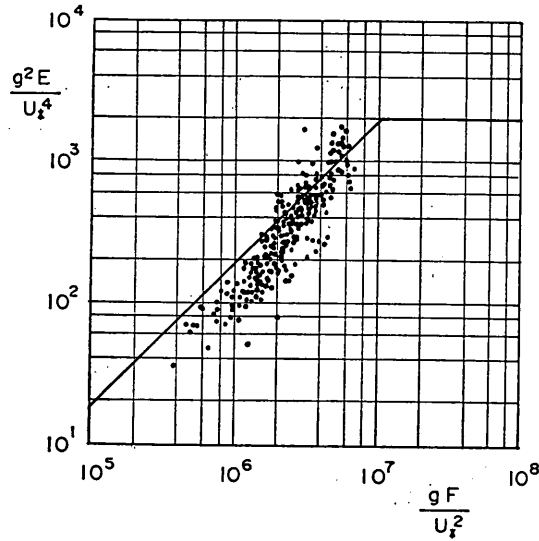
$$E_{*} = \begin{cases} 1.8 \times 10^{-4} \times F_{*} & E_{*} \leq 2000 \\ 2000 & E_{*} > 2000 \end{cases} \quad (4.7)$$



(1) N-SW方向



(2). S-SW-SE方向



(3) ESE-NNE方向

図-4.6 風速が5 m/s以上のときの方向別無次元フェッチとエネルギー

である。無次元フェッチが 10^7 程度で折れ曲がっているのは波浪推算する上での平衡状態を仮定しているためである。

図-4.6 (1), (2), (3) は、それぞれ、N-SW, SSW-SEおよびESE-NNE方向の風向に分類し、図-4.5 をプロットしなおしたものである。図-4.6 においては、プロットの条件を 図-4.1 から 図-4.5 までのものより若干緩くして、観測風速 5 m/s 以上のデータを

プロットしている。図-4.6 のなかで、(2) および (3) は(1)に比べて、式(4.7)とプロットしたデータの包絡線の一致が比較的よい。図-4.6(1) がはずれるのは、図-2.1 および 表-2.1 で求めた有効フェッチの中に、航路の影響が十分に評価されていないためであると考えられる。すなわち、東京灯標の西北方向には、多くの航路が存在しており、このことは、見かけ上の有効フェッチを長くする。

表-4.1 無次元パラメータの関係式における係数 α と指数 n ($Y = \alpha X^n$)

Y \ X	gH/U^2		gT/U		$g^2 E/U^4$		gF/U^2		C/U		$f_m U/g$		H/L	
	α	n	α	n	α	n	α	n	α	n	ν	n	α	n
gH/U^2	1	1	B	$\frac{3}{2}$	a	$\frac{1}{2}$	$aA^{1/2}$	$\frac{1}{2}$	$(2\pi)^{3/2}B$	$\frac{3}{2}$	$\frac{B}{b^{3/2}}$	$-\frac{3}{2}$	$(2\pi)^3 B^4$	-3
gT/U	$\frac{1}{B^{2/3}}$	$\frac{2}{3}$	1	1	$\frac{a^{2/3}}{B^{2/3}}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{a^{2/3}A^{1/3}}{B^{2/3}}$	$\frac{1}{3}$	2 π	1	$\frac{1}{b}$	-1	$(2\pi)^2 B^2$	-2
$g^2 E/U^4$	$\frac{1}{a^2}$	2	$\frac{B^2}{a^2}$	3	1	1	A	1	$\frac{(2\pi)^3 B^2}{a^2}$	3	$\frac{B^2}{a^2 b^3}$	-3	$(2\pi)^6 \frac{B^8}{a^2}$	-6
gF/U^2	$\frac{1}{a^2 A}$	2	$\frac{B^2}{a^2 A}$	3	$\frac{1}{A}$	1	1	1	$\frac{(2\pi)^3 B^2}{a^2 A}$	3	$\frac{B^2}{b^3 a^2 A}$	-3	$(2\pi)^6 \frac{B^8}{a^2 A}$	-6
C/U	$\frac{1}{2\pi B^{2/3}}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2\pi}$	1	$\frac{a^{2/3}}{2\pi B^{2/3}}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{a^{2/3}A^{1/3}}{2\pi B^{2/3}}$	$\frac{1}{3}$	1	1	$\frac{1}{2\pi b}$	-1	2 πB^2	-2
$f_m U/g$	$\frac{B^{2/3}}{b}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{b}$	-1	$\frac{B^{2/3}}{ba^{2/3}}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{B^{2/3}}{ba^{2/3}A^{1/3}}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2\pi b}$	-1	1	1	$\frac{1}{(2\pi)^2 b B^2}$	2
H/L	$2\pi B^{4/3}$	$-\frac{1}{3}$	2 πB	$-\frac{1}{2}$	$2\pi \frac{B^{4/3}}{a^{1/3}}$	$-\frac{1}{6}$	$2\pi \frac{B^{4/3}}{a^{1/3}A^{1/6}}$	$-\frac{1}{6}$	$(2\pi)^{1/2}B$	$-\frac{1}{2}$	2 $\pi b^{1/2}B$	$\frac{1}{2}$	1	1

以上のことをまとめると、東京港の風波の無次元フェッチと無次元波高・周期・エネルギーの関係は、従来の経験則でよく説明できることがわかる。

4.3 風波の無次元量の関係

これまでに風波の特性を検証するにあたり、無次元化

された波高、周期、エネルギー、およびフェッチ等の関係を調査したが、これらと一緒に波齢、無次元ピーク周波数 (次章参照)、および波形勾配の関係をとりまとめると、表-4.1 のように記述できる。表-4.1 は縦方向に並ぶ諸元を Y 、横方向を X とし、関係式を、

表-4.2 α の算定 ($Y=\alpha X^n$)

$Y \backslash X$		gH/U^2	gT/U	g^2E/U^4	gF/U^2	C/U	$f_m U/g$	H/L
gH/U^2	OBSERVED				0.0478	1.01	0.0593	0.00347
	CALCULATED	1	$B=0.064$	$a=3.83$	0.0514	1.01	0.0595	0.00416
	RATIO				0.93	1.00	1.00	0.83
gT/U	OBSERVED	6.26		15.3	0.826	$2\pi=6.82$	$\frac{1}{b}=0.952$	0.149
	CALCULATED	6.25	1	15.3	0.864			0.162
	RATIO	1.00		1.00	0.96			0.92
g^2E/U^4	OBSERVED	0.0682	2.85×10^{-4}		$A=1.8 \times 10^{-4}$	0.0707	2.46×10^{-4}	6.80×10^{-7}
	CALCULATED	0.0682	2.78×10^{-4}	1		0.0693	2.41×10^{-4}	1.18×10^{-6}
	RATIO	1.00	1.02			1.02	1.02	0.58
gF/U^2	OBSERVED	361.	1.55	$\frac{1}{A}=5560.$	1	383.	1.33	0.00394
	CALCULATED	379.	1.55			385.	1.34	0.00656
	RATIO	0.95	1.00			0.99	0.99	0.60
C/U	OBSERVED	0.995	$\frac{1}{2\pi}=0.159$	2.44	0.132	1	0.152	0.0237
	CALCULATED	0.995		2.44	0.138		0.152	0.0257
	RATIO	1.00		1.00	0.96		1.00	0.92
$f_m U/g$	OBSERVED	0.147	$\frac{1}{b}=0.952$	0.0599	1.12	0.152	1	6.01
	CALCULATED	0.152		0.0623	1.10	0.152		5.89
	RATIO	0.97		0.96	1.02	1.00		1.02
H/L	OBSERVED	0.154	0.391	0.0982	0.425	0.156	0.400	1
	CALCULATED	0.161	0.402	0.103	0.433	0.160	0.412	
	RATIO	0.96	0.97	0.95	0.98	0.98	0.97	

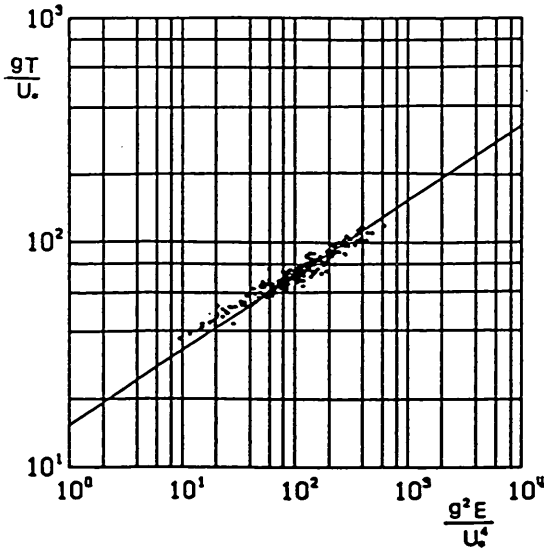


図-4.7 その他の無次元パラメータ相互の関係 1 (無次元エネルギーと無次元周期)

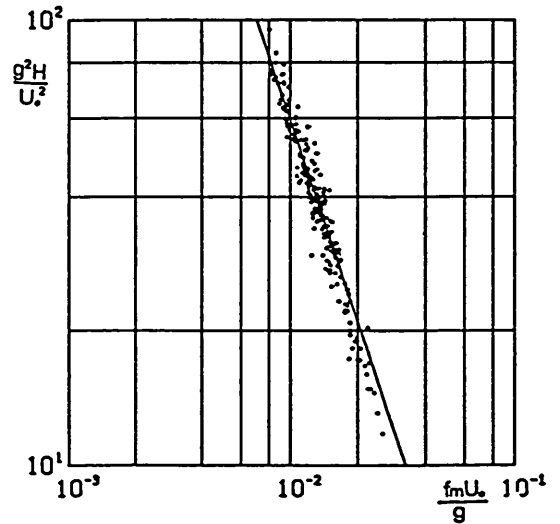


図-4.8 その他の無次元パラメータ相互の関係 2 (無次元周波数と無次元波高)

$$Y = \alpha X^n$$

と仮定したときの係数 α と n をまとめたものである。表-4.1 をみると式の中に表れる変数は、A, a, B, b の四種類だけである。ここに、A, a, B, b は、それぞれ、無次元フェッチと無次元エネルギーとの関係係数(図-4.5)、無次元波高と無次元エネルギーとの関係係数(図-5.13)、無次元波高と無次元周期との関係係数(図-4.2)、

無次元周期と無次元周波数との関係係数(図-5.14)を意味しており、それぞれ、以下に示す値となることが確認されている。

$$A = 0.00018, a = 3.83, B = 0.064, b = 1.05$$

表-4.2 の各欄の中段は、上記変数 A, a, B, b の値から 3/2 乗則をはじめとした指数法則から、表-4.1 に従って計算した係数 α である。また、上段には指数 n

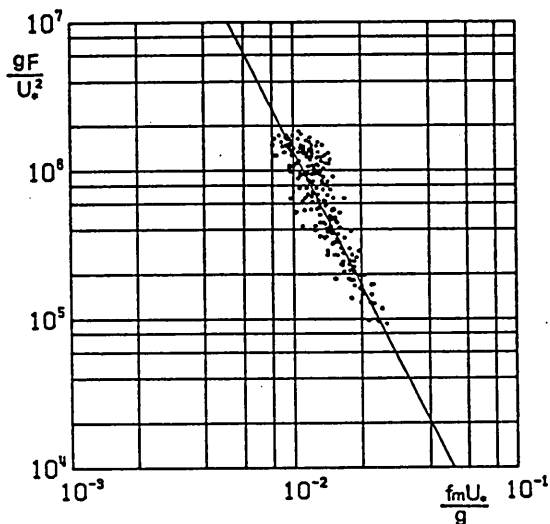


図-4.9 その他の無次元パラメータ相互の関係3
(無次元周波数と無次元フェッチ)

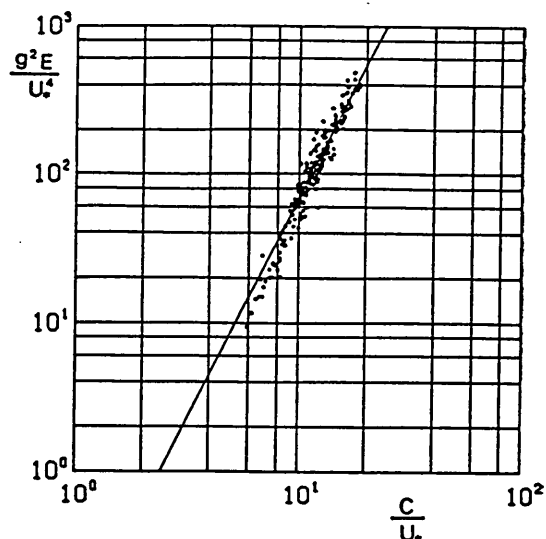


図-4.10 その他の無次元パラメータ相互の関係4
(波齡と無次元エネルギー)

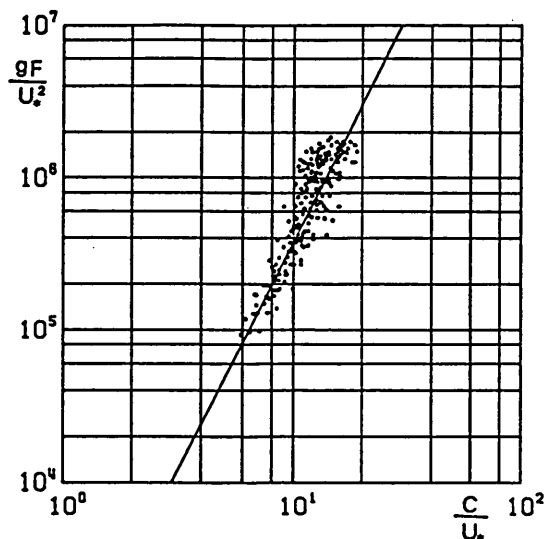


図-4.11 その他の無次元パラメータ相互の関係5
(波齡と無次元フェッチ)

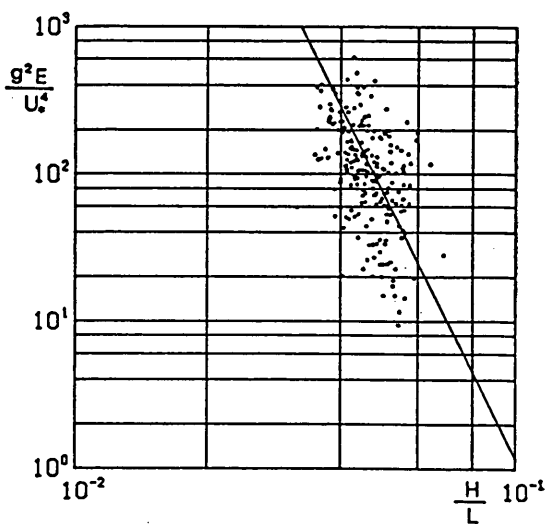


図-4.12 その他の無次元パラメータ相互の関係6
(波形勾配と無次元エネルギー)

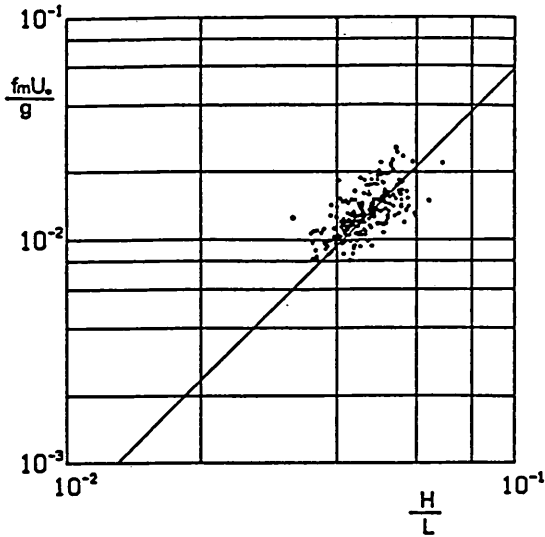


図-4.13 その他の無次元パラメータ相互の関係7
(波形勾配と無次元周波数)

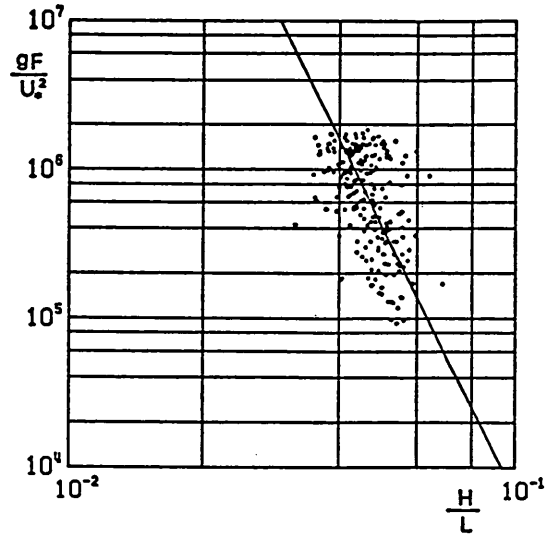


図-4.14 その他の無次元パラメータ相互の関係8
(波形勾配と無次元フェッチ)

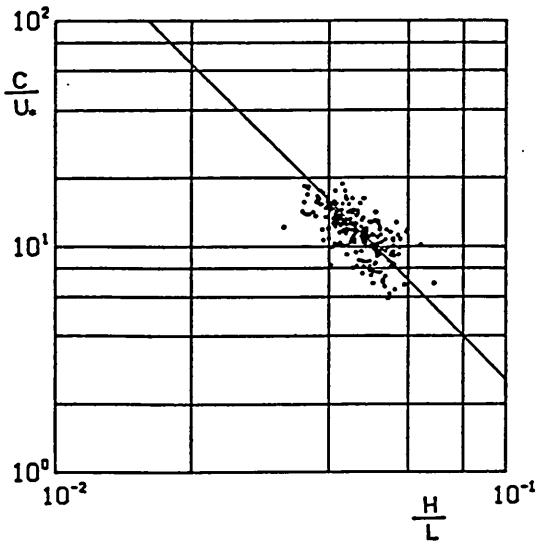


図-4.15 その他の無次元パラメータ相互の関係9
(波形勾配と波齢)

を 表-4.1 のものと仮定して、観測データから最小自乗法で計算した係数 α を記入している。ただし、ここで、 U は、著者らによって修正された Mitsuyasu の抵抗則から算定された摩擦速度である。

表の上段と下段は、比較的近い値となっていることがわかる。このことは、無次元パラメータ相互の関係は、表-4.1 によって精度よく示されることを、意味している。図-4.7 から 図-4.15 に、表-4.2 の上段の係数を

求めたプロットと、表-4.2 の下段の係数から引かれる縦軸と横軸の関係を示しているが、これらの図からも、やはり、表-4.1 の関係式の妥当性が確認される。

5. 周波数スペクトルの標準形

5.1 海洋波のスペクトル形

海洋波のスペクトルに関しては、古くから調査研究が行われており、特に、風波のスペクトル形に強い相似性のあることが知られている。また、海洋波のスペクトル形としては、これまでに種々の提案があるが、代表的なものは、Pierson と Moskowitz による PM スペクトルと、Hasselmann らによる JONSWAP スペクトルである。PM スペクトルは海洋で十分発達しきった、いわゆる、風から波へのエネルギー供給と砕波等によるエネルギー損失が釣り合った平衡状態のスペクトルの標準形として、多くのスペクトル法の波浪推算モデルに組み入れられている。一方、JONSWAP スペクトルは発達過程にある風波の標準スペクトル形として PM スペクトルを拡張し提案されたものである。

JONSWAP スペクトルは、PM スペクトルに比較して、湾内波浪において出現頻度の高い幅の狭いエネルギーピークを再現できること、5つのパラメータを有するため、パラメータを選択することにより適合度を上げることができ汎用性があること、の2点の長所を有する。

JONSWAP スペクトルは次式の形で提案されている。

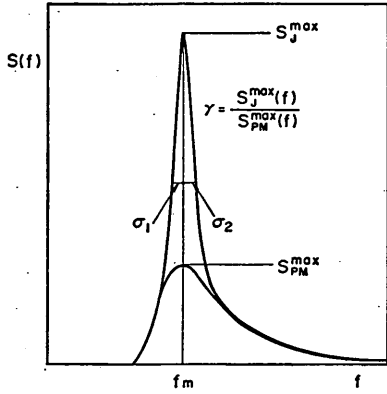


図-5.1 JONSWAP スペクトル

$$S(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \cdot \exp(-1.25(f/f_m)^{-4}) \cdot \gamma \exp(-(1-f/f_m)^2 / (2\sigma^2)) \quad (5.1)$$

ここで、 f は周波数、 f_m はスペクトルピーク周波数を表す。また t , σ は周波数により

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_1 & f \leq f_m \\ \sigma_2 & f > f_m \end{cases} \quad (5.2)$$

となる。 γ は peak enhancement factor と呼ばれ、スペクトルピーク付近のエネルギーの増幅率を表すパラメータである。また、 σ は、スペクトルピーク付近のバンド幅を表すものである。したがって、ピーク付近のスペクトルの形状は、 γ と σ で決定される。また、スケールは f_m と α から決められる。図-5.1 はスペクトル形状とこれらのつのパラメータの関係を模式的に示したものである。

なお、 γ は PM スペクトルと JONSWAP スペクトルの、ピークエネルギーとの比で書かれているが、これは PM スペクトルが

$$S(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp[-1.25(f/f_m)^{-4}] \quad (5.3)$$

と記され、JONSWAP スペクトルの $\gamma=1$ としたものと同形であることによる。

一方、スペクトル法の推算モデルで扱われる平衡状態の PM スペクトルは、高度 19.5m の風速値の関数として

$$S(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp[\beta(2\pi f U_{19.5}/g)^{-4}] \quad (5.4)$$

と表される。ここで α , β は

$$\alpha = 0.0081, \quad \beta = -0.74$$

の経験定数、 $U_{19.5}$ は高度 19.5m の風速である。

5.2 スペクトルパラメータ

昭和58年から昭和63年に測得された波浪データのうち有義波高 1.5m 以上の高波浪を記録した擾乱に関してスペクトル解析を行い、スペクトル形を JONSWAP スペクトルに仮定した場合の5つのスペクトルパラメータを算出した。図-5.2 から 図-5.6 に各パラメータと無次元エネルギーとの関係を示す。ここで、パラメータ f_m は

$$f_m^* = f_m U_* / g \quad (5.5)$$

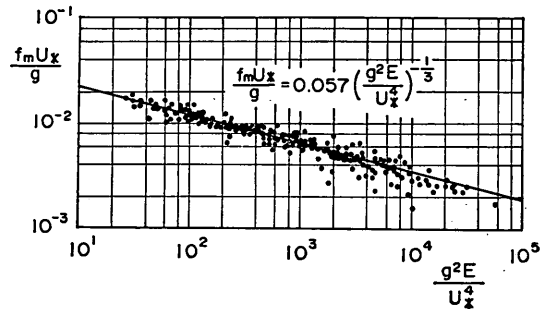


図-5.2 無次元エネルギーとピーク周波数

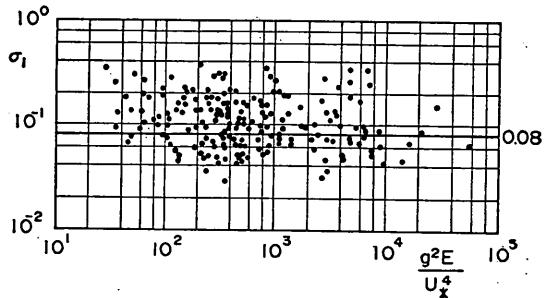


図-5.3 無次元エネルギーと σ_1

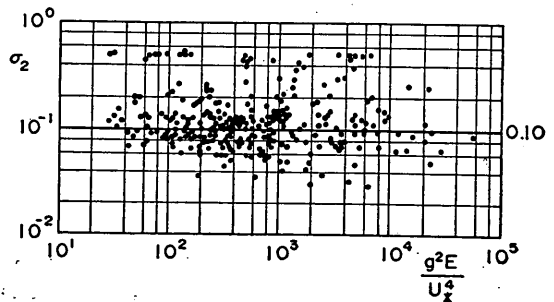


図-5.4 無次元エネルギーと σ_2

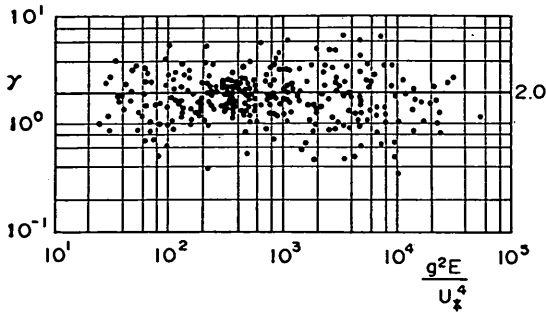


図 5.5 無次元エネルギーと γ

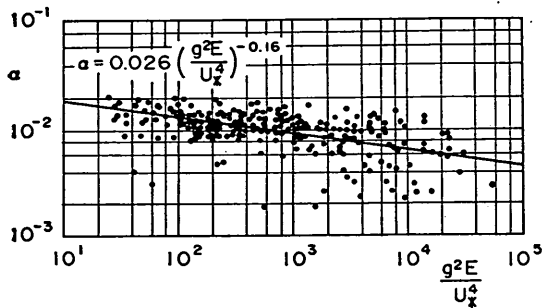


図-5.6 無次元エネルギーと α

と無次元化している。 γ , σ_1 , σ_2 ともばらつきが大きいながら、平均して $\gamma=2.0$, $\sigma_1=0.08$, $\sigma_2=0.10$ であるといえる。 f_{m*} についてはより負の相関で分布していることが明確になり、 $-1/3$ の勾配のあることも読み取れる。 α も f_{m*} ほどまともには無いにせよ、負の一定勾配により分布することがわかる。そこでスケールパラメータ f_{m*} と α に対して回帰直線を当てはめてみると、

$$f_{m*} = 0.057 E_*^{-1/3} \quad (5.6)$$

$$\alpha = 0.026 E_*^{-0.16} \quad (5.7)$$

を得る。しかし、無次元エネルギーが約2,000を超えると f_{m*} と α はバラつきだし、共に上式より低い値に分布する。これは後に述べるスペクトルの相似性が、保たれなくなった状況を表すものであり、風波のエネルギー平衡域、即ち風波とうねりの境界値であるといえる。また、これは風波の発達式(4.7)にて、無次元エネルギーが2,000以上はエネルギーの平衡域として、一定値としていることの原因である。

5.3 スペクトルの相似則

図-5.7は、1985年5月25日から26日における有義波高の経時変化を示したものである。この時の周波数スペクトルを示したのが図-5.8であるが、図中には、実測

値をプロットで結んでいる他、曲線で有義波諸元と図-5.2から図-5.6によって推定されるJONSWAPスペクトルも示している。ピーク周波数において両者は若干異なっているものの、5月26日12時の減衰後期を除けば、その形状はよく一致している。なお、図の縦軸は、エネルギーのレベルに応じて異なっていることには、注意を要する。

図-5.9は、図-5.8の縦軸と横軸を、それぞれ、エネルギー E と、ピーク周波数 f_m で無次元化したものである。プロットは実測値を、曲線は理論値を示しており、両者は、やはり、減衰後期を除いては、よく一致している。このことは、風波のスペクトルには、強い相似性があることを意味している。

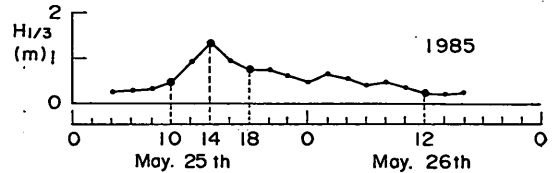


図-5.7 有義波高の経時変化 (1985.5)

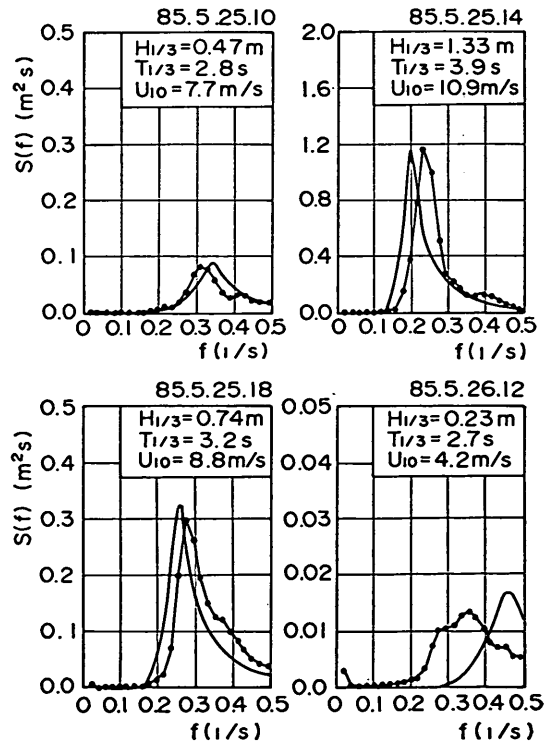


図-5.8 周波数スペクトルの経時変化 (1985.5)

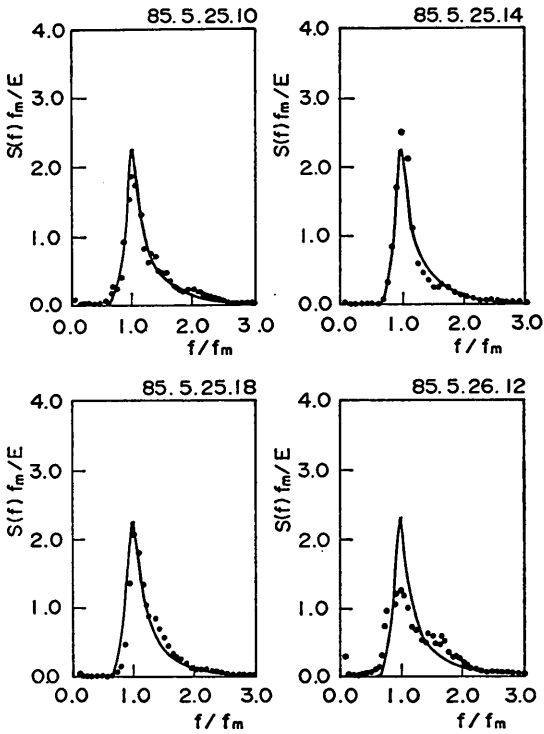


図-5.9 無次元周波数スペクトルの経時変化 (1985.5)

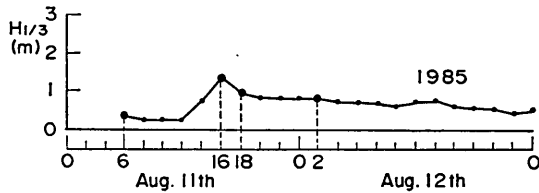


図-5.10 有義波高の経時変化 (1985.8)

図-5.10 から 図-5.12 は、1985年8月11日から12日の別の擾乱における経時変化を示しているが、ここでもスペクトルの相似性が確認される。

以上のことは、スペクトル法による波浪推算で問題となるうねりを含む波浪における風波成分とうねり成分の分離は、標準スペクトルに無次元エネルギーの上限値を設定することで可能となることを示唆している。

5.4 周波数スペクトルと有義波諸元

波の統計理論によると、ゼロアップ法等で定義された波浪解析による統計量とスペクトルの間には、比較的単純に記述できる関係下であると推定されている。例えばスペクトルの n 次モーメントは

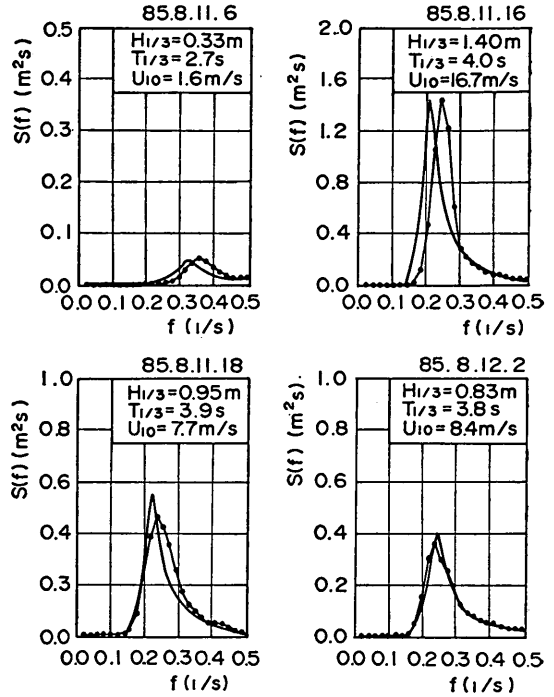


図-5.11 周波数スペクトルの経時変化 (1985.8)

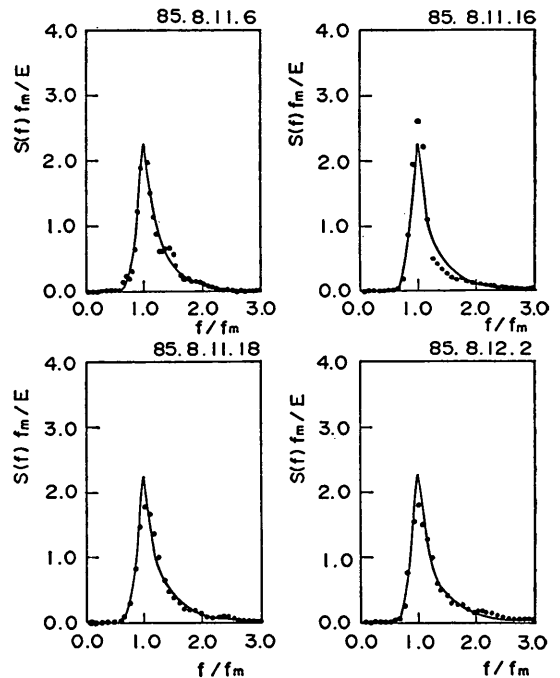


図-5.12 無次元周波数スペクトルの経時変化 (1985.8)

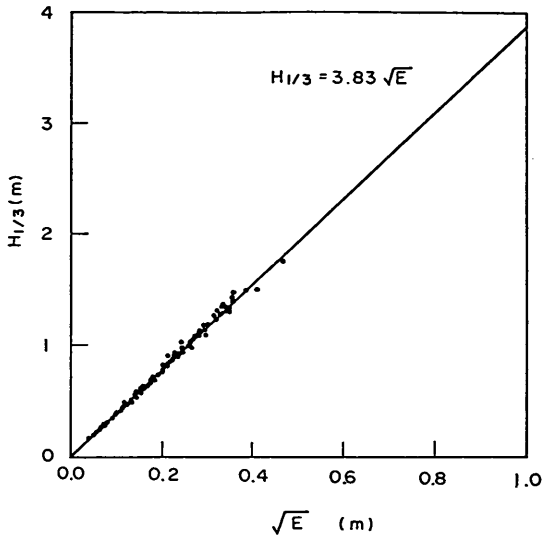


図-5.13 エネルギーと有義波高

$$m_n = \int_0^\infty S(f) f^n df \quad (5.8)$$

とされるが、波高分布がレーリー分布にしたがうとき、0次モーメントと有義波高の間には次のような関係が成立する。

$$m_0 = \left(\frac{H_{1/3}}{4.004} \right)^3 = E \quad (5.9)$$

また、Mitsuyasu らは

$$m_0 = \left(\frac{H_{1/3}}{3.83} \right)^3 \quad (5.10)$$

を提案している。図-5.13 は東京灯標における m_0 と有義波高の関係をプロットしたもので、実線は Mitsuyasu らの提案した関係式であるが、両者は非常によく適合している。

次に、有義波周期については、理論的に導けないものの、スペクトルのピーク周波数 f_m とは経験的に次の関係にあるといわれている。

$$\frac{1}{f_m} = 1.05 T_{1/3} \quad (5.11)$$

図-5.14 は東京灯標におけるピーク周波数と有義周期の関係をプロットしたもので、実線は式 (5.11) である波高データに比べるとバラつきが多いものの、経験式の妥当性が示されている。

すなわち、東京港の波浪解析による統計量と周波数スペクトルの間には、式 (5.10) および式 (5.11) が成り

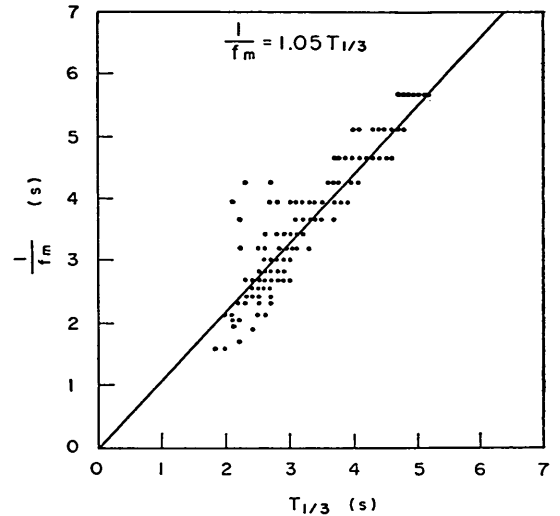


図-5.14 有義波周期とピーク周波数

立つことが確認されたので、スペクトルから有義波諸元を推定、換算することができることが明らかにされた。

6. 波浪推算モデル

6.1 一点型出力方法

本報では、波浪推算は、以下に述べる有義波法、スペクトル法、パラメータ法およびハイブリッドパラメータ法に共通して一点型出力法を用いて実施した。

波浪推算モデルを出力方法で区別すると、格子点法と一点法に分けられる。前者は対象海域を格子網で覆い、格子点ごとのエネルギー、または方向スペクトルの時間変化を算出する方法である。後者は特定の一地点に到達するエネルギー、または方向スペクトルの変化を求める方法である。図-6.1 に、具体的な一地点モデルの計算

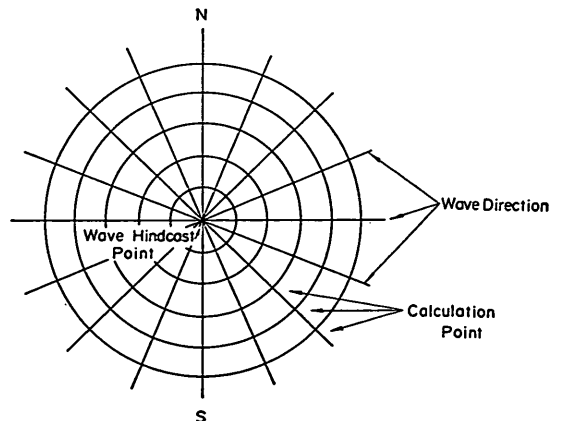


図-6.1 一点出力モデルの計算点の模式

点の模式を示す。

計算線（波向線）は、推算点から16方位に放射型に伸び、計算線上には等間隔に計算点が配置される。各計算点ではタイムステップ毎に、計算線方向から伝播するエネルギー、またはスペクトルの時間的変化が計算される。また、推算点では全方位から伝播し、到達するエネルギーを積分することにより波浪の経時変化を求めている。

目的地点外の波浪の計算をおこなわない一点法では、格子点法に比べ計算時間が短縮される。また、計算機内の記憶容量も節約できるため、計算点間隔を細かく分割できる。したがって、一地点目的の波浪推算には、一点型出力モデルは非常に有効な手法といえる。

6.2 有義波法

有義波法とは、S-M-B法をはじめ、Wilson法や浅海域における波の推定法である Bretschneider法、および、これらを数値計算化した方法の総称名である。これらの手法に共通していることは、不規則な波浪を代表波（有義波）で表現していることである。本報で用いた有義波法とは、Wilson式を基本とした推算手法であるが、以下に述べるように、エネルギーの方向分布を考慮することとして、エネルギー平衡方程式の形で基礎式を表現したものである。

波浪の発達に関する Wilson の式は、有義波の無次元波高を H_{10}^* 、無次元フェッチを F_{10}^* 、重力加速度を g 、10m 高度の風速を U_{10} とすると

$$H_{10}^* = a_1 \left(1 - \frac{1}{(1 + a_2 F_{10}^{*1/2})^2} \right) \quad (6.1)$$

ここで、 $a_1 = 0.30$ 、 $a_2 = 0.004$ である。

またエネルギーを E 、無次元エネルギーを E_{10}^* 、 $a_0 = 3.83$ とすると

$$E_{10}^* = H^2 / a_0^2 \quad (6.2)$$

である。したがって Wilson 式を方向分布を含んだエネルギーで表示すると

$$E^*(\theta) = \frac{a_1^2}{a_0^2} \left(1 - \frac{1}{(1 + a_2 F_{10}^{*1/2})^2} \right)^2 \lambda(\theta) \quad (6.3)$$

と書ける。ただし $\lambda(\theta)$ はエネルギーの方向分布である。また

$$\begin{aligned} EB^*(\theta) &= \frac{a_0^2 E^*(\theta)}{a_{12} \lambda(\theta)} \\ &= \left(1 - \frac{1}{(1 + a_2 F_{10}^{*1/2})^2} \right)^2 \end{aligned} \quad (6.4)$$

とすると

$$F_{10}^{*1/2} = \frac{1 - (1 - EB^*(\theta))^{1/2}}{a_2 (1 - EB^*(\theta))^{1/2}} \quad (6.5)$$

であるから、無次元フェッチの変位によるエネルギーの増分は

$$\begin{aligned} \frac{dE^*(\theta)}{dF^*} &= \frac{a_1^2 \lambda(\theta)}{a_0^2} \times \frac{d[(1 - 1/(1 + a_2 F_{10}^{*1/2})^2)]}{dF^*} \\ &= \frac{2a_1^2 a_2^2}{a_0^2} \\ &\quad \frac{(1 - EB^*(\theta))}{(1 - (1 - EB^*(\theta))^{1/2})} E^*(\theta) \lambda(\theta) \end{aligned} \quad (6.6)$$

と表せる。式(6.5)を次のエネルギーの平衡方程式(6.7)に代入すると式(6.8)が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{dE(\theta)}{dt} &= \frac{dF}{dt} \frac{dE(\theta)}{dF} \\ &= \frac{C_g U_{10}^4}{g} \frac{g}{U_{10}^2} \frac{dE^*(\theta)}{dF^*} \end{aligned} \quad (6.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE(\theta)}{dt} &= \frac{2a_1^2 a_2^2}{a_0^2} \frac{C_g U_{10}^2}{g} \frac{(1 - EB^*(\theta))^{1/2}}{1 - (1 - EB^*(\theta))^{1/2}} \\ &\quad \cdot E^*(\theta) \lambda(\theta) \end{aligned} \quad (6.8)$$

すなわち、式(6.8)がモデルの基礎式となる。また、エネルギーと有義波周期の関係については

$$F^* = \frac{1}{a_2^2} \frac{(1 - (1 - EB^*(\theta))^{1/2})^2}{(1 - EB^*(\theta))} \quad (6.9)$$

$$\begin{aligned} C_g &= \frac{g T_{1/3}}{4\pi} = \frac{g}{4\pi} \frac{2\pi U_{10}}{g} \frac{g T_{1/3}}{2\pi U_{10}} \\ &= \frac{U_{10}}{2\pi} \frac{a_1}{(1 + a_2 F_{10}^{*1/2})^5} \end{aligned} \quad (6.10)$$

と関係づけられる。

式(6.8)からもわかるように、本手法は、エネルギーという波浪の代表パラメータの変化を追跡する原理となっている。すなわち、本手法は、分類上は有義波法と称しているが、パラメトリックな推算モデルとして位置付けができる。

6.3 スペクトル法

スペクトル法とは、周波数成分および方向成分に波浪のエネルギーを分割し、各成分についてそれぞれ、波浪の発達、伝播、減衰を計算する波浪推算モデルの総称であるが、本報で述べるスペクトル法とは、気象庁の波浪予測業務および港湾施設的设计波の算定に長年利用されている MRI (Meteorological Research Institute) 法を

一点型出力モデルに修正したものである。

任意の地点に襲来する波浪のエネルギー平衡方程式は

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -C_0 \nabla S + F_1 + F_2 \quad (6.11)$$

で記述される。ここで S は周波数 f 伝播方向 θ からなる成分波のエネルギー密度, C_0 は各成分波の群速度, F_1 は風から波へ供給されるエネルギーの量, F_2 は各種機構によるエネルギーの消散量, ∇ は微分演算子である。

式 (6.11) の右辺第1項は移流項であり, この項は原的に差分方程式に直し, 時間的に積分して求められる。右辺第2項は

$$F_1 = A + B \cdot S$$

と記せられる。ここで A は Phillips の共鳴理論に対応した周波数と風速の関数, B は Miles の不安定理論を表す周波数と摩擦速度の関数であり, 共に経験的な値を持つ波浪の成長率である。

式 (6.11) の右辺第3項は波浪の消散過程であり, 砕波によるエネルギーの消散 FB , 内部摩擦によるエネルギーの消散 FD , および逆風によるエネルギーの消散 FW を含んでいる。すなわち

$$F_2 = -FB - FD - FW \quad (6.12)$$

である。

波がある程度以上に発達すると砕波の現象によりエネルギーを失うが, この消散過程は波の成長と共に急速に活発となり, 究極には風からのエネルギーの供給と砕波による消散とが釣り合うので, FB は平衡スペクトル S_{PM} を用いたモデル仮定式として

$$FB = (A + B \cdot S) \left(\frac{S}{S_{PM}} \right)^2 \quad (6.13)$$

と表す。 S_{PM} としては Pierson and Moskowitz のスペクトル

$$S_{PM} = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp \left\{ -\beta \left(\frac{g}{U\pi f} \right)^4 \right\} \quad (6.14)$$

を採用する。ここで

$\alpha = 0.0081$, $\beta = 0.74$ (経験的な無次元定数), g は重力加速度, U は19.5m高度の風速である。

次に FD は次式のモデルにより計算される。

$$FD = (D_1 f^4) S \quad (6.15)$$

D_1 は実験的に与えられる値で, 本プログラムでは

“3” としている。逆風による急速なエネルギーの消散 FW は次式で記される。

$$FW = \{B + (D_2 f^4)\} S \quad (6.16)$$

ここでは, $D_2 = 1$ としている。

上に述べた波浪のエネルギーの発達, 消散効果を総合すると数値モデルの基本式は次のようになる。

追風 ($|\theta| < 90^\circ$) かつ波は発達中 ($S \leq S_{PM}$)

$$\begin{aligned} \partial S / \partial t = & -C_0 \cdot \nabla S - (A + B \cdot S(1 - S/S_{PM}))^2 \\ & \cdot \lambda(\theta) \end{aligned} \quad (6.17)$$

追風 ($|\theta| < 90^\circ$) かつ波は十分発達 ($S > S_{PM}$), または無風状態

$$\partial S / \partial t = -C_0 \cdot \nabla S - (D_1 \cdot f^4) \cdot S \quad (6.18)$$

逆風 ($|\theta| \geq 90^\circ$)

$$\begin{aligned} \partial S / \partial t = & -C_0 \cdot \nabla S - (B \cdot \lambda(\theta) + (D_2 \cdot f^4)) \cdot S \end{aligned} \quad (6.19)$$

ここで ∇ は微分演算子, θ は風向と成分波の伝播方向の差であり, $\lambda(\theta)$ は方向分布関数である。

上記の基本式を基に, 計算された推算点のスペクトルの具体的な扱いは下図に示すように, 各周波数成分の計算スペクトル値が, 式 (6.14) による平衡スペクトルの2倍を上回ればうねりと判定している。

スペクトル法は海洋波浪の力学的機構が盛んに研究, 解明される中で, 数値モデルとしても確立されつつあるが, 未だ多くの問題点を残している。その中でもオーバーシュートの問題は推算精度を大きく左右する。オーバーシュートとは平衡状態のスペクトルよりも, 成長過程のスペクトルのピークが大きくなることである。しかし, 現時点ではこの問題に対しての有効手段が無いため, 平衡スペクトルをあくまでも風波の上限パラメータとして処理している。

6.4 パラメータ法

パラメータ法とは, 波浪を規定するパラメータの変化を追跡することにより, 波浪を推定するものであり, パラメータを少数化することにより, 計算速度の短縮が可能となる。ここでは東京港の海象特性に即したハイブリッドパラメータモデルの開発を目的とするが, これは, パラメータモデルにうねりの扱いを組み込んだものである。基礎式は前章での風波の特性結果より導き出された無次元フェッチと無次元エネルギーの関係式 (5.7) と, 検証された無次元波高と無次元周期の3/2乗則の関係を用いている。これらは, 摩擦速度で無次元化された無次

元フェッチを F^* 、無次元エネルギーを E^* 、無次元波高を H^* 、無次元周期を T^* とすると、それぞれ

$$E^* = \text{Min}(1.8 \times 10^{-4} \times F^*, 2000) \quad (6.20)$$

$$H^* = BT^{*3/2} \quad B = 0.064 \quad (6.21)$$

であった。式 (6.20) から時間変化に対するエネルギーの増分は

$$\begin{aligned} \frac{dE^*}{dt} &= \frac{dF^*}{dt} \frac{dE^*}{dF^*} = C_{g^*} \frac{dE^*}{dF^*} = aC_{g^*} \\ E^* &\leq 2000 \\ \frac{dE^*}{dt} &= 0 \quad E^* > 2000 \end{aligned} \quad (6.22)$$

となる。ここで

$$\frac{dE^*}{dt} = \frac{g^2 U_* dE}{U_*^4 g dt} \quad (6.23)$$

であり、無次元群速度 C_{g^*} は重力加速度を g とすると

$$C_{g^*} = \frac{C_g}{U_*(4\pi)} \left(\frac{C_{1/3}}{B} \right)^{2/3} E^{*1/3} \quad (6.24)$$

となることから

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \frac{AC_{g^*} U_*^3}{g} = \frac{A}{4\pi} \left(\frac{a_0}{B} \right)^{2/3} \left(\frac{U_*^3}{g} \right) \cdot E^{*1/3} \\ E^* &\leq 2000 \\ \frac{dE}{dt} &= 0 \quad E^* > 2000 \end{aligned} \quad (6.25)$$

となる。これに風向に対する方向分布を考えると

$$\begin{aligned} \frac{dE(\theta)}{dt} &= \frac{A}{4\pi} \left(\frac{a_0}{B} \right)^{2/3} \left(\frac{g^2 E(\theta)}{U_*^4 \lambda(\theta)} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{U_*^3}{g} \right) \lambda(\theta) \\ E^* &\leq 2000 \\ \frac{dE}{dt} &= 0 \quad E^* > 2000 \end{aligned} \quad (6.26)$$

と表わされる。ここで $\lambda(\theta)$ は方向分布関数である。また、 C_{g^*} は $T_{1/3}$ に対応する群速度なので、平均周期に対する無次元群速度 $C_{B_{g^*}}$ を

$$C_{B_{g^*}} = dC_{g^*}$$

とすると、結局発達式は

$$\begin{aligned} \frac{dE(\theta)}{dt} &= \lambda(\theta) \frac{U_*^3 A d}{g 4\pi} \left(\frac{a_0}{B} \right)^{2/3} \left(\frac{g^2 E(\theta)}{U_*^4 \lambda(\theta)^{1/3}} \right) \\ E^* &\leq 2000 \\ \frac{dE}{dt} &= 0 \quad E^* > 2000 \end{aligned} \quad (6.27)$$

を得る。ここで $A = 1.8 \times 10^{-4}$ 、 $B = 0.064$ 、 $a_0 = 3.83$ 、 $d = 0.87$ である。また、無次元エネルギーと平均周期に対する群速度 $C_{B_{g^*}}$ の関係が

$$\begin{aligned} E^* &= \frac{H^{*2}}{C^2} = \frac{B}{a_0} T^{*3} \\ T^* &= \left(\frac{a_0}{B} \right)^{2/3} E^{*1/3} \end{aligned}$$

であることから

$$C_{B_{g^*}} = \frac{d}{4\pi} \left(\frac{a_0}{B} \right)^{2/3} E^{*1/3} \quad (6.28)$$

となる。

6.5. ハイブリッドパラメータ法

ハイブリッドパラメータ法は、風波に対するパラメータモデルに、うねりの推定を組み込んだモデルである。相似形を保ちながら発達する風波のスペクトルを規定するパラメータとして、スペクトルピーク周波数とエネルギーを用いる。そして、これにより波浪のスペクトルを推定すると同時に、無次元エネルギーより風波のエネルギー平衡域を仮定することにより、風波からうねりに変化する波浪を推算する。このモデルは前述したスペクトルの相似性を仮定しているが、東京港の波浪のスペクトルも発達時から最盛期には相似性がよく成立し、そして減衰時においても中盤までは比較的維持されていることが、前章で確認された。また、更に今後の検討を必要とするものの、うねりと風波を分離する条件は、無次元エネルギーを媒介することにより、近似的に求められることがわかった。したがってこれらの成果を踏まえると、ハイブリッドパラメータ法は比較的簡易でかつ、高精度な推算結果が得られる手法といえる。

風波のエネルギーの発達式はパラメータ法と同様に式 (6.27) による。一方、波浪スペクトルはスペクトル形を JONSWAP スペクトルに適合すると仮定するならば、スペクトルの正規化表示は次のような式となる。

$$\frac{S(f)f_m}{E} = S_J(f/f_m) \quad (6.29)$$

ここに $S(f)$ は波浪スペクトル、 f_m はピーク周波数、 E はエネルギー、そして $S_J(f/f_m)$ は周波数方向で正規化された JONSWAP スペクトルである。したがって波浪のスペクトルは

$$S(f) = \frac{S_J(f/f_m)E}{f_m} \quad (6.30)$$

のように書き直される。すなわち標準スペクトルである

S_j とエネルギーおよび、ピーク周波数から求めることができる。また、東京港の波浪は無次元エネルギーがおよそ2000を超えると風波からうねりに転換する知見が得られているので、風波としての最大無次元エネルギーを規定し、これを E_{\max} と置けば

$$E_{\max} = \frac{E_{\max} U_*^4}{g^2} \quad (6.31)$$

が得られ、 E_{\max} を式 (6.30) に代入することにより、風波の平衡スペクトルが得られる。そして、これより求めた平衡スペクトルと計算値の大小関係をみることにより、うねりの算定が可能となる。

6.6 計算条件

本報ではパラメータモデルにうねりを組み入れた、ハイブリッドパラメータモデルを開発することが目的であるが、スペクトル法および有義波法についても、結果の比較を行うため、一点型出力として計算を実施した。計算は各モデルとも時間間隔を1/15時間（4分）とし出力

は1時間毎である。風データは東京灯標で毎時観測された実測風から10m高度に補正したもので、4分間隔で与える風速は毎時風速を線形補間したものである。また、風は湾内で空間的に均一としている。波向線は16方位に

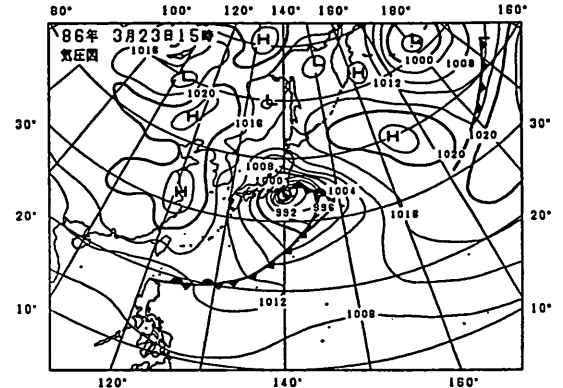


図-6.4 天気図（北系統の擾乱, 1986.3.23）

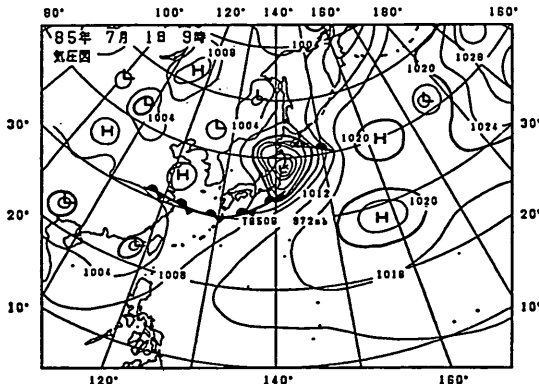


図-6.2 天気図（T8506, 1985.7.1）

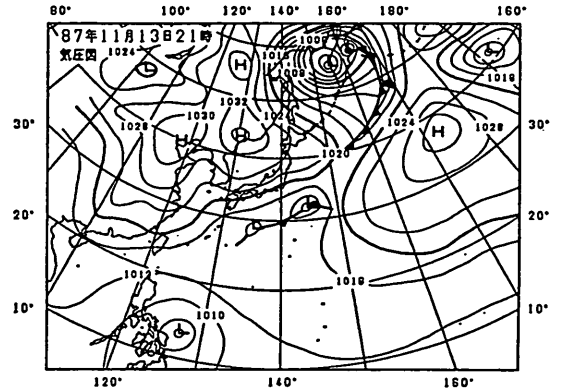


図-6.5 天気図（東系統の擾乱, 1987.11.13）

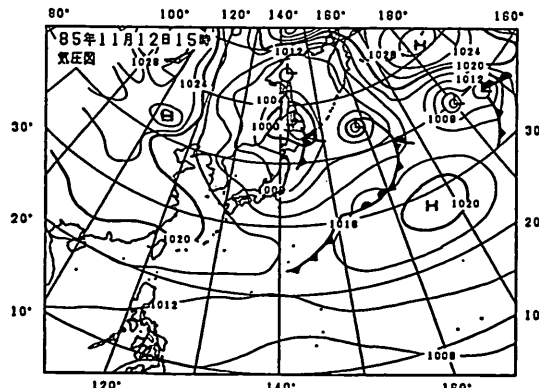


図-6.3 天気図（西系統の擾乱, 1985.11.12）

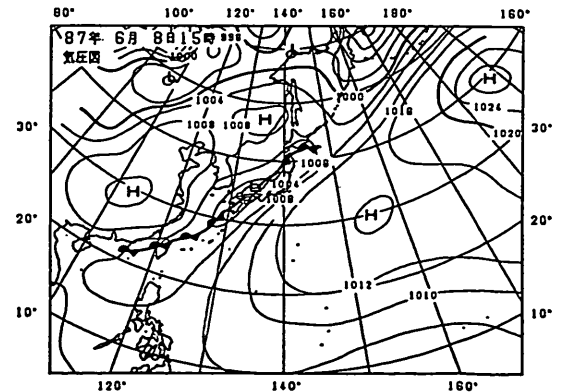


図-6.6 天気図（南系統の擾乱, 1987.6.8）

とり計算点間隔は 2 km で計算した。方向分布関数については各モデルとも $\cos^4\theta$ 型を用いた。方向分布関数は $\cos^2\theta$ 型と $\cos^4\theta$ 型の二種類が一般的であるが、 $\cos^2\theta$ 型は $\cos^4\theta$ 型に比べ集中度が低くなるため、推算結果が幾分低めになるようである。

検討対象とした擾乱は、観測期間中最大の波高を記録した T8506 によるものに加えて、西、北、東および南系統の代表的擾乱を 1 つずつ選定した。図-6.2 から図-6.6 に各擾乱を示す代表天気図を示す。

T8506 は、1985年7月1日3時頃沼津付近に上陸し、本州東の海岸線に沿って北上した大型台風である。東京湾を直撃したため、東京灯標において最大風速 32m/s、最大有義波高 3.09m を記録している。西系統の擾乱としては、1985年11月11日から12日にかけての冬型気圧配置を選定した。西方向のフェッチは短いため、西方向から

は大きな波浪は来襲しにくい、この時の最大有義波高は、1.0m をわずかに上回っている。北系統の擾乱としては、1986年3月23日から24日にかけての台湾低気圧が房総沖を北上した時を選定した。東系統の擾乱としては、1987年11月13日から14日にかけての前線を伴った低気圧が房総南岸を西から東に移動した時を選定した。南系統の擾乱としては、1987年6月7日から9日にかけての梅雨前線の活動による時を選定した。

6.7 計算結果

図-6.7 から図-6.11 は、各手法による計算結果である。上段に描かれている風の経時変化は 10m 高度に換算したものである。波高については、波浪の発達時は 1985年11月のケースを除くと、スペクトル法以外は比較的精度よく実測値を再現している。ピーク付近ではパラメータ法、およびハイブリッドパラメータ法はかなりの高い

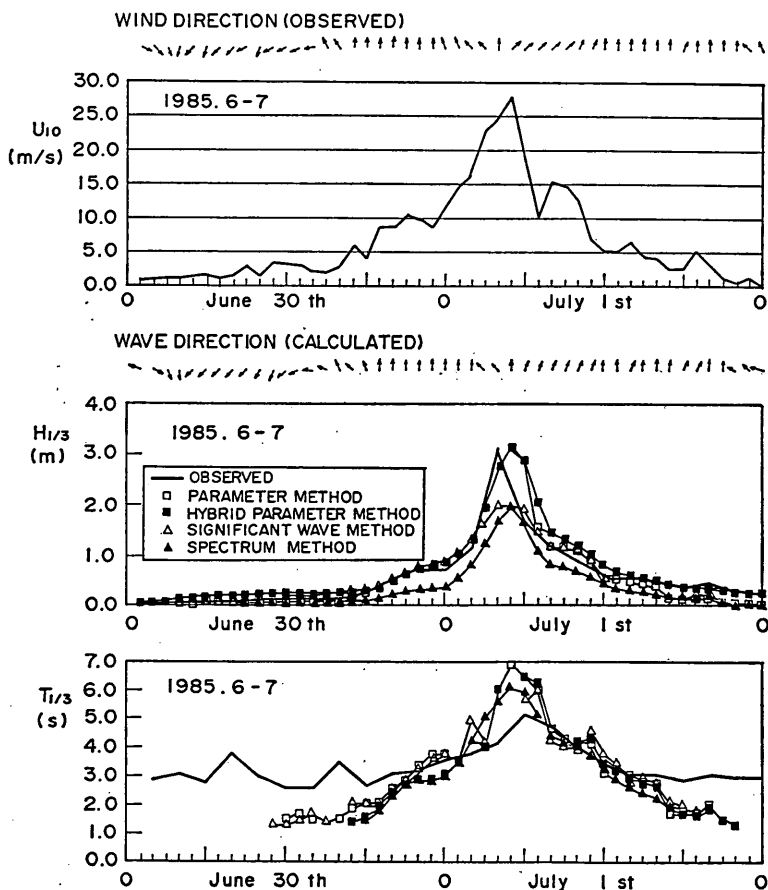


図-6.7 推算結果の比較 (T8506)

精度となっている。一方、有義波法は、発達初期では比較的パラメータ法と近い結果となっているが、ピーク近くではパラメータ法に比べ過小計算となっている。また、T8506の結果をみると、有義波法は風速15mを超えるあたりから実測値に追従していない。これはパラメータ法と有義波法の発達式の違いから起きるものである。

有義波法とパラメータ法の発達式は、前者は風速に係わることなく1本の線で決められるのに対し、後者は風

速に応じて発達式が変わる。これは、パラメータの発達式の中のエネルギー、およびフェッチの無次元化にあたって、式(4.2)および(4.3)に示す風速値に応じて変化する摩擦風速をもちいているからである。したがって風速が約20mを超える風場では、有義波法はパラメータ法に比べ計算結果が過小となる。

また、スペクトル法をみるといずれの試算ケースも実測有義波高の60~70パーセント位の結果となった。これ

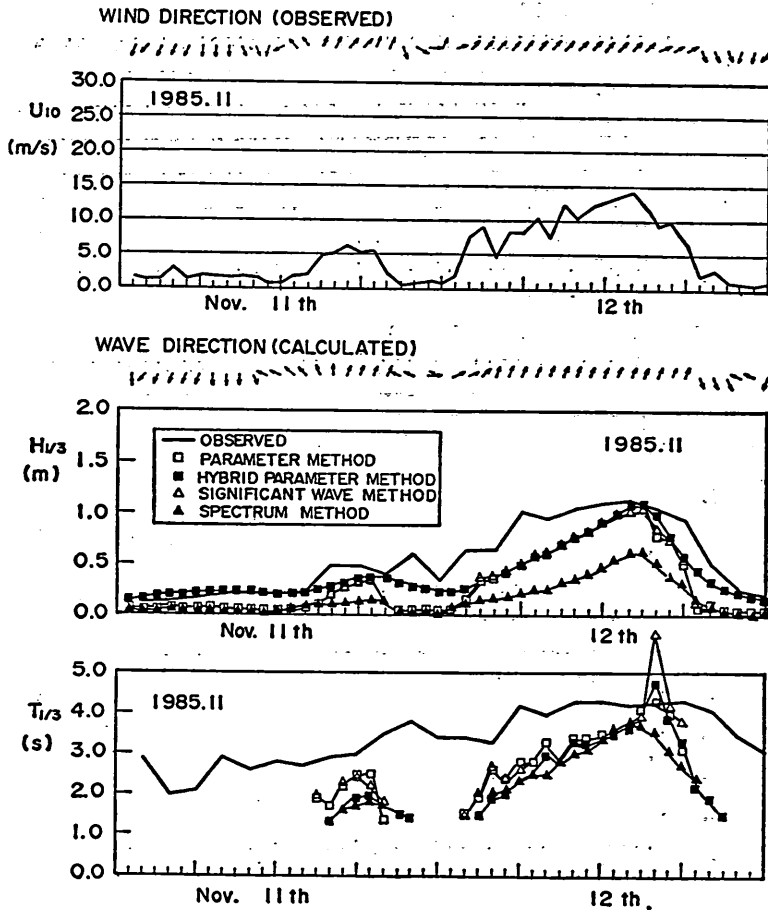


図-6.8 推算結果の比較 (西系統の擾乱)

は、モデル内で仮定した平衡スペクトルよりも、現実のスペクトルがピーク付近において超えてしまうオーバーシュートが原因である。オーバーシュートは特に内湾のように、フェッチの短い閉鎖海域で著しいことが知られているが、ここでも同様の現象が確認された。したがって、現状のスペクトル法は東京湾のようなフェッチの短い海域には適用が困難な推算モデルであるといえる。

次に、パラメータ法とハイブリッドパラメータ法を比

べてみると、発達時においては両モデルにあまり精度の違いは認められないものの、風速が落ちて徐々に減衰する波高に対して、パラメータ法では推算値が実測値よりかなり小さなものとなる。これに比べハイブリッドパラメータ法ではうねりの効果が比較的精度よく推算されている。周期についてみると、波高推算に比べ精度が落ちるが、スペクトル法を除き、比較の実測値に追従している。周期は波高に比べ統計的性質、あるいは力学的

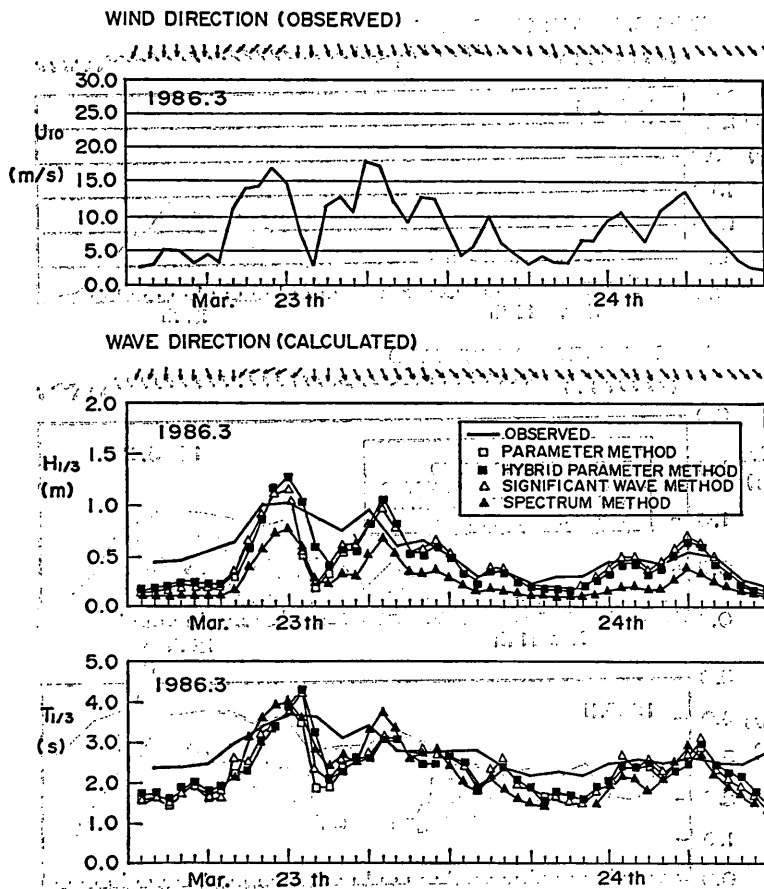


図-6.9 推算結果の比較（北系統の擾乱）

機構の把握が難しく、モデルを推測しなければならない。法を比べた結果から、東京港ではパラメータ法およびのが現状である。推算結果からみると、フェッチの長いねりを組み入れたハイブリッドパラメータ法が、推算精南系統から襲来する波浪周期の推算値は良好であるが、度の良好な手法であることが検証できた。特に、減衰時フェッチの短い西から北系統に掛けては過小結果となっを考慮しなければ、本調査で提案したパラメータモデルている。また、風向の変化に際して周期が長めに算定さ、は、パーソナルコンピュータでも実用可能なことから、れるなど問題点が見られる。今後の現地での波浪追算、または、予測に期待の持てる以上のように台風を含む5ケースの擾乱について各手法といえる。

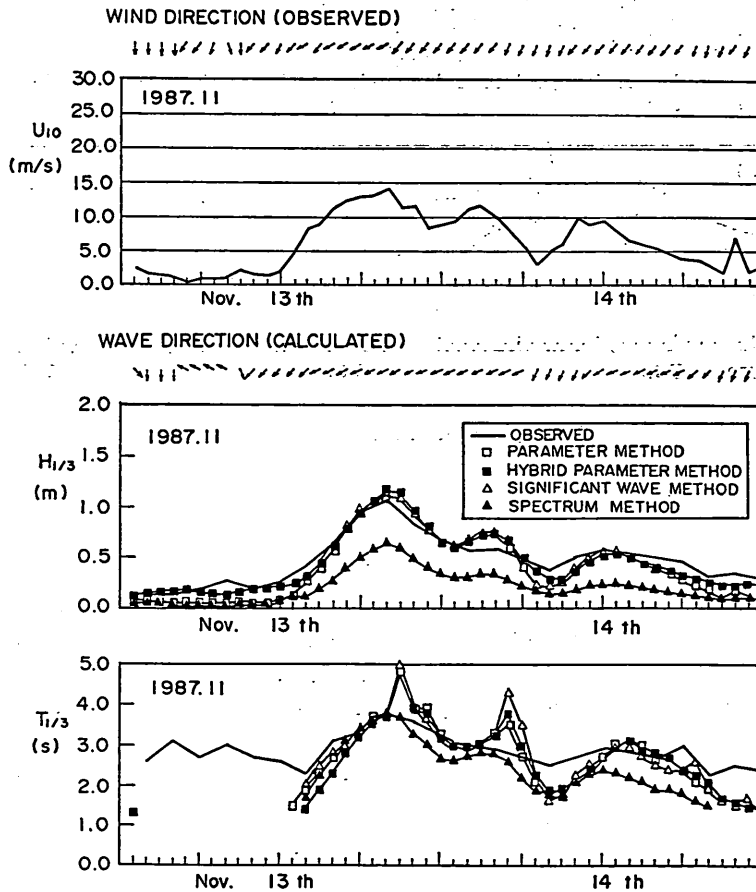


図-6.10 推算結果の比較（東系統の擾乱）

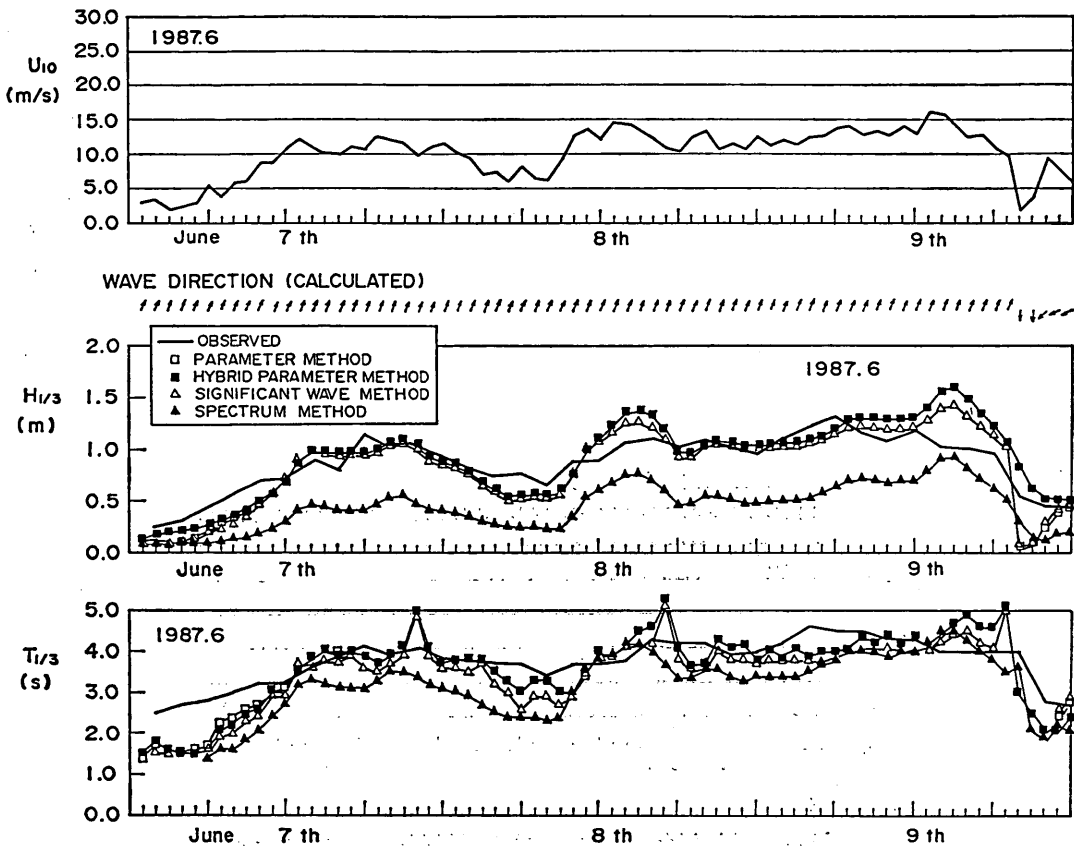


図-6.11 推算結果の比較（南系統の擾乱横）

7. 結 論

大阪湾における気象・海象観測データをもとにして著者らが開発したパラメータ法およびハイブリッドパラメータ法による短フェッチ海域波浪推算モデルを、東京港における現地観測データを用いて検証し、その妥当性を確認することができた。

東京港における風観測は、その風速計の設置条件に問題点が残されている。このため、Wilson 式を仮定した観測風の補正方法を提案した。補正された観測風と観測有義波高を比較検討した結果、無次元波高と無次元周期の間には $3/2$ 乗則が精度よく成立すること、無次元フェッチと無次元エネルギーの間には、大阪湾のデータから得られた関係式がやはり成立すること、減衰後期を除き、発達期、最盛期、減衰初期中期を通じて周波数スペクトルは JONSWAP スペクトルで精度よく相似されること、などが明らかになった。

以上の検討結果をふまえて、パラメータ法およびハイブリッドパラメータ法による波浪推算を 5 擾乱に関して実施した結果、従来の有義波法やスペクトル法による推算結果と比較して、より精度が高い結果が得られることが確認された。この結果は、東京湾や大阪湾などの内湾における波浪推算に用いられるばかりではなく、現在開発中の外洋におけるハイブリッドパラメータ法の波浪推算モデルの確立のための、重要なステップとなる。

謝辞：本研究は、東京都への技術指導として当研究所が実施したものである。研究の遂行にあたっては、著者の一人である小舟を座長とし、寺中啓一郎 日本大学教授、服部昌太郎 中央大学教授、運輸省第二港湾建設局横浜調査設計事務所、および東京都港湾局技術管理課をメンバーとする東京港気象海象特性調査検討会から数多くの御指導と御助言を受けた。また、データ解析や図表の作成にあたっては、前沿岸海洋調査会（現 日本データ

サービスの青木克巳氏に御協力いただいた。ここに記して謝意を表する。(1990年9月29日受付)

参 考 文 献

- 1) 永井紀彦・冷水康悦・後藤智明：大水深波浪観測データによる波浪推算法の検証，海岸工学論文集（第37巻），土木学会，1990，pp.175-179.
- 2) 後藤智明・永井紀彦・末次広児：短フェッチ海域の波浪推算モデル，港湾技術研究所報告，第29巻第3号，1990，pp.3-26.
- 3) 後藤智明・末次広児・小舟浩治：海上風の抵抗則と風波の発達則，海岸工学論文集（第37巻），土木学会，1990，pp.170-174.
- 4) 後藤智明・末次広児・小舟浩治：大阪湾の風と風波の関係，海岸工学論文集（第36巻），土木学会，1989，pp.168-172.
- 5) 後藤智明・小舟浩治・菊地政信・早川安治・手島道人：東京港の波浪特性と閉鎖海域の波浪推算手法，海岸工学論文集（第37巻），土木学会，1990，pp.185-189.
- 6) Sverdrup, H. U. and W. H. Munk : Wind, sea and swell, theory of relations for forecasting, U. S. Navy Hydro. Office, 1947, Pub. 601.
- 7) Bretschneider, C. L. : The generation and decay of wind waves in deep water, Trans, AGU. 1952, Vol. 33, No. 3, pp. 381-389.
- 8) Wilson, B. W. : Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, Deut. Hydrgr., 1965, Vol. 18. pp.114-130.
- 9) 井島武士・副島 毅・松尾隆彦：数値計算による台風域内の波の分布について，第14回海岸工学講演会講演集，1967，pp.29-38.
- 10) 堀川清司・西村 仁・小沢保臣・宮本幸治：別府湾における台風時の波浪推算について，第18回海岸工学講演会講演集，1971，pp.7-12.
- 11) Inoue, T. : On the growth of the spectrum of a wind generated sea according to a modified Miles-Phillips mechanism and its application to wave forecasting, Dept. of Meteorol. and Oceanogr., New York Univ. Report, 1967, TR-67-5, 74p.
- 12) Isozaki, I. and T. Uji : Numerical prediction of ocean wind waves, Papers in Met. and Geophys., 1973, Vol. 23 (4), pp.347-359, 1973.
- 13) 山口正隆・土屋義人：有限風域場における波浪の数値予知法，第26回海岸工学講演会論文集，1979，pp.96-100.
- 14) Kawai, S., P. S. Joseph and Y. Toba : Prediction of ocean waves based on the single-parameter growth equation of wind waves, J. Oceanogr. Soc. Japan, 1979, Vol. 35, pp.151-167.
- 15) Uji, T. : A coupled discrete wave model MRI-II, Oceanogr. Soc. Japan, 1984, Vol. 40, pp.303-313.
- 16) 山口正隆・畑田圭男・日野幹雄・早川 淳：波の方

向性を考慮した新しいパラメータ波浪推算モデルの適用性，第35回海岸工学講演会論文集，1988，pp.227-231.

- 17) 山口正隆・畑田圭男・西岡賢嗣・早川 淳：現場用波浪推算モデルによる台風時および季節風時の波浪追算，海岸工学論文集（第36巻），1989，pp.173-177.
- 18) Mitsuyasu, H. : On the growth of the spectrum of wind generated waves (1), Rep. Res. Inst. Mech. Kyushu Univ., 1968, Vol. 16, pp.459-482.
- 19) Hasselmann, K. et. al. : Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Deut. Hydrgr. Z., 1973, Suppl. 8, pp.1-95.
- 20) 鳥羽良明：風と波との相互作用，1986年度水工学に関する夏期研修会講義集，土木学会水理委員会，1986.
- 21) Mitsuyasu, H., R. Nakamura and T. Komori : Observation of the wind and waves in Hakata Bay, Rep. Res. Inst. Appl. Mech. Kyushu Univ., 1971, Vol. 19, pp.37-74.
- 22) Mitsuyasu, H and T. Kusaba : Dry Coefficient over Water Surface under the action of Strong Wind, Natural Disaster Science, 1985, Vol 6, pp.43-50.
- 23) Toba, Y. and M. Koga : A parameter describing overall conditions of wave breaking, white-capping, sea-spray production and wind stress, In "Oceanic Whitecaps", eds. E. C. Monahan and G. Mac Niocaill, D. Reidal, 1986, pp.37-47.
- 24) Toba, Y., N. Iida and Ian S. F. Jones : The wave dependence of sea-surface wind stress, J. Phys. Oceanogr. Sos. Japan, 1990, in press.
- 25) Toba, Y. : Wind waves and turbulence, In "recent Studies of Turbulent Phenomena", eds. T. Tatsumi, H. Maruo and H. Takami, Assoc. for Sci. Doc., Tokyo, 1985, pp.277-296.
- 26) The SWAMP Group : Ocean wave modeling, Plenum, 1985, 256p.
- 27) 後藤智明・小舟浩治：現地で簡単にできる波浪推算法について，第35回海岸工学講演会論文集，1988，pp.26-30.
- 28) 山口正隆・畑田圭男・宇都宮好博：一地点を対象とした波浪推算モデルとその適用性，土木学会論文集，第381号/2-7，1987，pp.151-160.

主要記号表

a	: U_{23} を U_{10} に変換するための係数
a_0	: 波高とエネルギーの間の係数3.83
A	: 無次元フェッチとエネルギーの間の係数
a_1, a_2	: Wilson 式の係数
b	: U_{23} を U_{10} に変換するための係数 および，有義波周期とピーク周波数の間の