

第3世代波浪推算モデル SWAN の基本挙動の調査

Performance of the Third Generation Wave Model SWAN in Ideal Generation Condition

山口正隆*・野中浩一**・宇都宮好博***・畑田佳男****

Masataka YAMAGUCHI*, Hirokazu NONAKA**,
Yoshihiro UTSUNOMIYA*** and Yoshio HATADA****

Basic performance of SWAN model based on WAMCycle 3 formulations, a state of the art third generation wave model, with 4 modes related to stationarity and dimension is investigated through numerical simulations under given uniform winds blowing normally to a coastline (ideal generation condition). The main accomplishments are as follows. (1)The 4 modes of SWAN each yield a slightly different wave growth including the equilibrium condition. (2)The Westhuysen(2007) results regarding the relation between dimensionless wave energy ε^* or dimensionless peak frequency f_p^* and dimensionless fetch F^* , which cover empirically-established wave growth, are well reproduced by use of either stationary one dimensional(*st-1d*) or two dimensional(*st-2d*) mode of SWAN with coefficient $\delta = 0$ in the dissipation term. However, the ratio of peak period-moment based-mean period with -1 order is much greater than the empirical value of 1.05. (3)Wave growth by SWAN is strongly affected by the choice of the coefficient δ in the dissipation term and time increment Δt used in non-stationary(*nst*) mode. (4)Wave growth curves by *nst-2d* mode of SWAN with $\delta = 1$ are almost free from the given wind speed and provide overgrowth of both the Westhuysen(2007) results and the empirical results, whereas the wave period ratio is much closer to an empirical value of 1.05. (5) The Toba constant B_T of 0.062 in 3/2 power law may be roughly reproduced by *nst*-mode of SWAN with $\delta = 1$, although the calculated coefficient varies within a range of $\pm 5\%$ for mean of 0.070. (6)Experiment-based relation of $\varepsilon f_p^3 / g = \text{const.}$ for extremely high wind speeds is not produced by SWAN computation with any mode at all, which may pose a serious problem to be solved in the very near future.

Key Words ; SWAN, state-of-the-art third generation wave model, ideal generation condition, model performance, parameter analysis

*愛媛大学名誉教授

Prof. Emeritus, Ehime University

** (前) 愛媛大学工学部環境建設工学科

(former) Department of Civil and Environmental Engineering, Faculty of Engineering, Ehime University

*** (一財) 日本気象協会 事業本部 防災ソリューション事業部 交通ソリューション課

Japan Weather Association, Business Division, Disaster Mitigation Solution Department, Transport Management Solution Section

****愛媛大学大学院理工学研究科 (工学系) 生産環境工学専攻

Engineering for Production and Environment, Graduate School of Science and Engineering, Ehime University

原稿受理 平成 26 年 10 月 31 日

1. 緒 言

デルフト工科大学（オランダ）によって開発された深海・浅海・極浅海に適用可能な第3世代波浪推算モデル SWAN^[1] (Simulating WAVes Nearshore) は先行する WAM や後発の WAVEWATCH3 (WW3) と同様に free soft として公開され、しかも年を追うごとに version up による高精度化がはかられていることから、世界各国で広範に用いられてきた。したがって、SWAN の基本的な挙動もこれまでに明らかにされているが、SWAN には定常 (stationary ; *st*) と非定常 (non-stationary ; *nst*) の2つの基本モード、1次元 (one-dimensional ; *1d*) と2次元 (two-dimensional ; *2d*) の2つの基本モードの計4つの基本モードがあり、しかも入力条件として指定する多くのパラメータを含むことから、少なくとも SWAN を使用し始めた著者らにとっては与えるべき条件の選択に戸惑うことが多い。

そこで本研究では、一様風条件のもとに SWAN (version 40.91ABC または 41.01) による風波の発達計算を行い、得られた波浪特性 (エネルギーまたは波高と周期) に及ぼす各パラメータの影響を検討する。この際、(有義) 波高 H と (有義波) 周期 T の間に成立する Toba^[2] の $3/2$ 乗則における係数 (Toba 定数 $B_T = 0.062$) の挙動や $\varepsilon f_p^3 / g$ (ε : 波浪エネルギー, f_p : スペクトルのピーク周波数, g : 重力加速度) の挙動に注目する。同一条件では両 version による計算結果に差はない。

2. SWAN における諸条件

流れの存在を前提とした wave action の保存則を基本方程式とする SWAN (Booij et al.^[1]) において、wave action (あるいは波浪エネルギー) の流入を表す右辺のソース関数は①風からの入力項 S_{in} , ②成分波間の非線形相互作用項 S_{nl} , ③減衰項 S_{dis} の3項から構成される。SWAN は各要素に対して多様な選択肢をもつが、ここでは座標系はデカルト (直交) 座標, 格子網は直交格子網 (structured grid ; 構造化格子) を用いる。基本モードとして Westhuysen ら^[3] の計算結果の再現を目的とした定常2次元 (*st-2d*) モードおよび定常1次元 (*st-1d*) モードと現地への適用を念頭においた非定常2次元 (*nst-2d*) モードを主として用いる。

①の風からの入力項は波の発生項 A と発達項 $BE(f, \theta)$ (B : 発達率, $E(f, \theta)$: 方向スペクトル) の和よりなる。 A 項は直接式で与える場合 (A 項有り) と A 項に代えて A 項に相当する方向スペクトルをパラメトリックな関係式で与える場合 (A 項無し) がある。ここでは A の有り・無しの影響を検討する。発達項に関して WAM Cycle 3 にあたる Komen の定式化と WAM Cycle 4 にあたる Janssen の定式化がある。Janssen の定式化によると、現実の storm を対象とした計算では過大な値を与えることが多いので、Komen の定式化を用いる。この場合、海面の抵抗係数 C_d は Wu^[4] 公式による。

$$C_d = (u_* / U_{10})^2 = \begin{cases} 1.2875 \times 10^{-3} & ; U_{10} < 7.5 \text{ m/s} \\ (0.8 + 0.65 U_{10}) \times 10^{-3} & ; U_{10} \geq 7.5 \text{ m/s} \end{cases} \quad (1)$$

ここに、 u_* : 摩擦速度, U_{10} : 10 m 高度風速, である。

②の非線形相互作用項は DIA (毎時間ステップごとに完全陰的計算) を用いた近似計算による。

③の減衰項はパルスモデルに基づく次式である。

$$S_{dis}(f, \theta) = -C_{ds} \left\{ (1 - \delta) + \delta \left(\frac{k}{\bar{k}} \right) \right\} \left(\frac{k}{\bar{k}} \right) \left(\frac{\bar{s}^2}{\bar{s}_{PM}^2} \right)^p \bar{f} E(f, \theta) \quad (2)$$

ここに、 C_{ds} : 2.36×10^{-5} , k : 波数, \bar{k} : 平均波数, \bar{f} : 平均周波数, \bar{s} : 平均波形勾配, \bar{s}_{PM} : Pierson-Moskowitz (PM) スペクトルの平均波形勾配, である。 $p = 2$ (ただし、 (\bar{s} / \bar{s}_{PM}) 表示では $p = 4$) と固定し、 $\delta = 0$ と $\delta = 1$ の2ケースを扱う。伝播計算は BSBT による。

浅海モデルとしては底面摩擦, 浅海性砕波, 3波共鳴が考慮される。ここでは深海波浪を対象とするので、

これらの各項は有効に作用しない。また SWAN に含まれる擬似回折の影響も構造物を含まない場合にはわずかであり、無視しうる。

利用する出力は周波数スペクトル $E(f)$ の積分値である波浪エネルギー ε 、その平方根の4倍値である(有義)波高 $H (= 4\sqrt{\varepsilon})$ 、離散周波数ごとに与えられる周波数スペクトル $E(f)$ のピーク値と前後の値に2次曲線をあてはめて推定したスペクトルのピーク周波数 f_p あるいはピーク周期 $T_p (= 1/f_p)$ 、スペクトルの-1次モーメントと0次モーメントの比で定義される平均周期 $T_{m-1,0}$ である。合田⁵⁾の結果や山口・野中⁶⁾の結果にみるように、風波の領域に対して $T_{m-1,0}$ は有義波周期 T にほぼ等しい($T_{m-1,0} \approx T$)。

これらから、無次元量 $g^2\varepsilon/u_*^4 (= \varepsilon^*)$ 、 $g^2\varepsilon/U_{10}^4 (= \tilde{\varepsilon})$ 、 $gH/u_*^2 (= H^*)$ 、 $gH/U_{10}^2 (= \tilde{H})$ 、 $u_*f_p/g (= f_p^*)$ 、 $U_{10}f_p/g (= \tilde{f}_p)$ 、 $gT_p/u_* (= T_p^*)$ 、 $gT_p/U_{10} (= \tilde{T}_p)$ 、 $gT_{m-1,0}/u_* (= T_{m-1,0}^*) \approx gT/u_* (= T^*)$ 、 $gT_{m-1,0}/U_{10} (= \tilde{T}_{m-1,0}) \approx gT/U_{10} (= \tilde{T})$ 、が定義され、 u_* 表示に対して $gF/u_*^2 (= F^*)$ あるいは $gt/u_* (= t^*)$ および U_{10} 表示に対して $gF/U_{10}^2 (= \tilde{F})$ あるいは $gt/U_{10} (= \tilde{t})$ のいずれかの関数として表わされる。ここに、 F は吹送距離、 t は吹送時間である。

対象領域 201×401 (海岸線直角方向と平行方向)、格子間隔 $\Delta x = \Delta y = 5$ km、時間間隔 $\Delta t = 10$ min、風速 $U_{10} = 20$ m/s、風向 0° (海岸線直角方向)を基本条件とし、Westhuysen ら³⁾の結果に対する再現計算(定常2次元(st-2d)と定常1次元(st-1d))に対して $U_{10} = 10$ m/sで $\Delta x = 1$ m, 5 m, 50 m, 500 m, 5 km, 50 km, 500 kmの7通りの計算(限界収束回数1,000)、SWANの基本特性検討のため非定常2次元(nst-2d)計算に対して $U_{10} = 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60$ m/sの7通りの計算(前2つでは定常解を得るため吹送時間 $t = 96$ h, それ以外では $t = 48$ h)や、時間間隔 Δt および格子間隔 Δx の影響をみるために $U_{10} = 20$ m/sで $\Delta x = 5$ km, $\Delta t = 2$ min, 5 minの計算($t = 48$ h)と $\Delta x = 10$ kmで $\Delta t = 10$ minの計算($t = 48$ h)を行う。これらの計算およびこれら以外の計算(たとえば間瀬ら⁷⁾の結果に対する非定常2次元(nst-2d)再現計算)では、それぞれ対応する箇所で計算条件を再度あるいは新たに述べる。

周波数データは0.02~1 Hzの43個(周波数間隔 $\Delta f/f = 0.1$)、ただし、 $\Delta x = 1$ m, 5 m, 50 mでは0.02~5 Hzの59個、方向データは間隔 $\Delta\theta = 10^\circ$ とする36個とする。本研究で与える最大風速 $U_{10} = 60$ m/sに対して最大吹送距離 $F = 1,000$ kmで $f_p = 0.0353$ Hzをとるが、これより低周波側に0.02~0.0322 Hzの6個のスペクトル値をもつので、この場合でも周波数スペクトルをほぼ全周波数領域でカバーしているとみなされよう。

以下、3. で定常(st)・非定常(nst)モードと1次元(1d)・2次元(2d)モードの検討、4. で Westhuysen ら³⁾の結果に対する再現テスト、5. で間瀬ら⁷⁾の結果に対する再現テスト、6. で非定常2次元(nst-2d)計算結果の検討、について延べ、7. で以上の結果をまとめて結語とする。

3. 定常(st)・非定常(nst)モードと1次元(1d)・2次元(2d)モードの検討

上述のように、SWANでは定常(st)モードと非定常(nst)モードという時間依存性に関する分類および1次元(1d)モードと2次元(2d)モードという空間依存性に関する分類が行われている。したがって、定常1次元(st-1d)、定常2次元(st-2d)、非定常1次元(nst-1d)、非定常2次元(nst-2d)の合計4種類のモードが適用できる。ここでは同一の条件のもとでの4種類のモードによるエネルギー(波高)・周期の計算結果の特性を検討する。条件は $U_{10} = 20$ m/s、風向W(海岸線直角方向 0°)、水深1,000 m(深海波条件)、 $\Delta x = \Delta y = 5$ km、 $\Delta t = 10$ min、 $t = 48$ h(nst case)、 $f = 0.02 \sim 1$ Hzの51個、 $\Delta\theta = 10^\circ$ の36個、A項有り、とする。減衰項は $p = 2$ と固定し、 $\delta = 1$ および $\delta = 0$ の2通りを用いる。

Fig. 1は(a)無次元エネルギー $g^2\varepsilon/u_*^4 (= \varepsilon^*)$ と無次元吹送距離 $gF/u_*^2 (= F^*)$ の関係、(b)無次元ピーク周波数 $u_*f_p/g (= f_p^*)$ と F^* の関係および(c)ピーク周期 $T_p (= 1/f_p)$ と-1次・0次モーメントの比に基づく平均周期 $T_{m-1,0}$ (有義波周期 T にほぼ対応)の関係を $\delta = 1$ と $\delta = 0$ の場合についてそれぞれ与える。図中の曲線は後に議論する $U_{10} = 10$ m/sに対する Westhuysen ら³⁾の Fig. 2 (または Fig. 1) から読取った値をスプライン

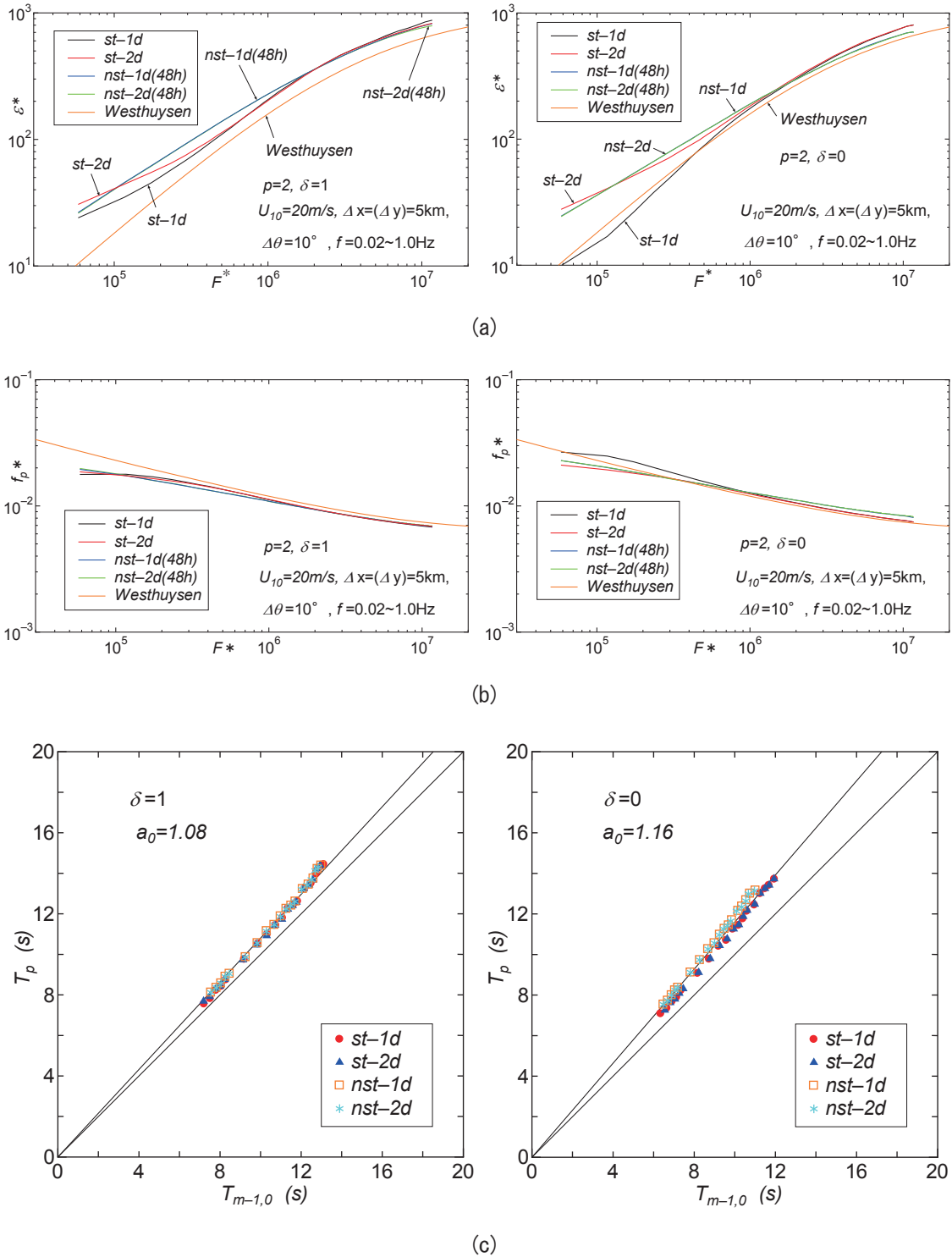


Figure 1 Relations between (a) ε^*-F^* , (b) $f_p^*-F^*$ and (c) $T_p-T_{m-1,0}$ based on 4 different modes of SWAN with A term for either $\delta=1$ case or $\delta=0$ case ($U_{10}=20\text{ m/s}, t=48\text{ h}$).

曲線で近似したそれぞれの関係を表す。これから、各曲線は相互に接近・交差しており、非常にわかりにくいけれども、つぎのことが言える。

① $\delta=1$ の場合、 ε^* について *st-1d* と *st-2d*, *nst-1d* と *nst-2d* は比較的近い値を与え、この中で *nst-2d* が最も大きい値をとる傾向にある。 f_p^* についても *nst-2d* がもっとも小さい値を与える。この点を除けば、 ε^* および

f_p^* について各モデル間に一貫した関係は見出し難い。

② $\delta = 0$ の場合、 ε^* について $nst-1d$ と $nst-2d$ と $st-2d$ が近く、 $st-1d$ は $F^* = 10^5 \sim 10^6$ でより小さい値を与える。 f_p^* については、各曲線が交差し、各曲線間に一貫した関係は見出されないが、 $sd-1d$ は $F^* < 10^6$ でより大きい値をとる。

③ $\delta = 1$ と $\delta = 0$ の場合の比較では、 $\delta = 1$ の場合に ε^* および f_p^* に対する各曲線間の差が、 $\delta = 0$ の $st-1d$ を除いてやや大きい。

④ $U_{10} = 10 \text{ m/s}$ に対する Westhuysen ら^[3]との関係では、 ε^* に対して $\delta = 0$ の $st-1d$ を除いて $\delta = 1$ および $\delta = 0$ に対するこれらの曲線がより大きい値を示す。一方、 f_p^* に対して $\delta = 0$ の場合により近い値を与える。

要するに、4つのモードによる曲線は本来相互に一致するはずであるが、今回の結果では個別にみると、定常 (st) と非定常 (nst)、1次元 ($1d$) と2次元 ($2d$) および δ の影響がみられる。しかも、これらの大小関係において一貫した関係になっていない。

また、 T_p と $T_{m-1,0}$ の関係 (図中の a_0 は両者の平均勾配値) を示した Fig. 1(c) から、つぎのことが言える。

⑤ $\delta = 1$ の場合、 $T_p \approx 1.08T_{m-1,0}$ 、 $\delta = 0$ の場合、 $T_p \approx 1.16T_{m-1,0}$ の関係にあるので、とくに $\delta = 0$ の場合、経験的に得られた $T_p = 1.05T$ ($\approx 1.05T_{m-1,0}$) の関係が成立しない。両図の縦軸のプロットの比較から、 $\delta = 1$ と $\delta = 0$ の場合の T_p にそれほど差は無いので、これは主としてモーメント周期 $T_{m-1,0}$ ($\approx T$) の相違によると考えられる。

さらに、Fig. 2はFig. 1のデータを ε^* について $\delta = 0$ と1それぞれの(a) $st-1d$ と $nst-1d$ (1次元 ($1d$) モードで st と nst の差)、(b) $st-2d$ と $nst-2d$ (2次元 ($2d$) モードで st と nst の差)、(c) $st-1d$ と $st-2d$ (st モードで1次元 ($1d$) の2次元 ($2d$) の差)、(d) $nst-1d$ と $nst-2d$ (nst モードで1次元 ($1d$) と2次元 ($2d$) の差)、を示す図のうち、系統的な差がみられた(d)の結果を与える。Fig. 3は f_p^* についての同様の図を表す。これらによると、 $\delta = 1$ と $\delta = 0$ のケースで ε^* や f_p^* が分離されてプロットされ、 $1d$ と $2d$ のケースの差は無いことから、 nst モードでは1次元 ($1d$)、2次元 ($2d$) によらず減衰項における係数である δ の影響が明確に現れることがわかる。

Fig. 4はFig. 1の条件下で $\delta = 1$ と $\delta = 0$ とした非定常2次元 ($nst-2d$) モードに基づく定常状態 ($t = 48 \text{ h}$) での波高 H 、ピーク周期 T_p 、モーメント周期 $T_{m-1,0}$ 相互の関係をそれぞれ示す。これによると、 $\delta = 1$ の場合の結果が $\delta = 0$ の場合の結果より H および T_p に対して約8%大きい、 $T_{m-1,0}$ に対して30%とさらに大きい。このため、Fig. 1(c)における $nst-2d$ の結果 (*印) にみるように、 $\delta = 1$ の場合には $T_p = 1.08T_{m-1,0}$ 、 $\delta = 0$ の場合には $T_p = 1.16T_{m-1,0}$ となり、後者で経験的な関係 $T_p = 1.05T$ ($\approx 1.05T_{m-1,0}$) から大きくずれる。

要するに、減衰項の表示法の変更 ($\delta = 0$ から $\delta = 1$ への変更) により、波浪規模 (H , T_p , $T_{m-1,0}$) の有意な増加を生じるが、その割合は $T_{m-1,0}$ に対して大きく、 $\delta = 1$ の場合に結果的に経験的關係 $T_p = 1.05T$ (\approx

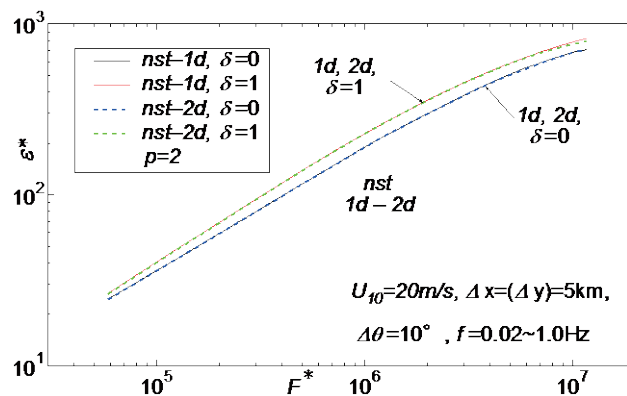


Figure 2 Relation between ε^*-F^* based on non-stationary one-dimensional($nst-1d$) and non-stationary two-dimensional($nst-2d$) modes of SWAN with A term for $\delta = 1$ and $\delta = 0$ cases ($U_{10} = 20 \text{ m/s}$, $t = 48 \text{ h}$).

$1.05T_{m-1,0}$)に近い関係が得られることになる。

加えて、Fig. 5は同一条件下で $p=2$, $\delta=1$ とした非定常2次元 (*nst-2d*) モードによる波の発生項 (*A*項の有りと無し) の影響を示す。計算は*A*項有り (*A*) の場合と、*A*項のかわりにパラメトリックな関係式に基づく値を与える場合 (*A*項無し; *n-A*) の場合に行った。これによると、*H*の差は5 cm以下、 T_p の差および

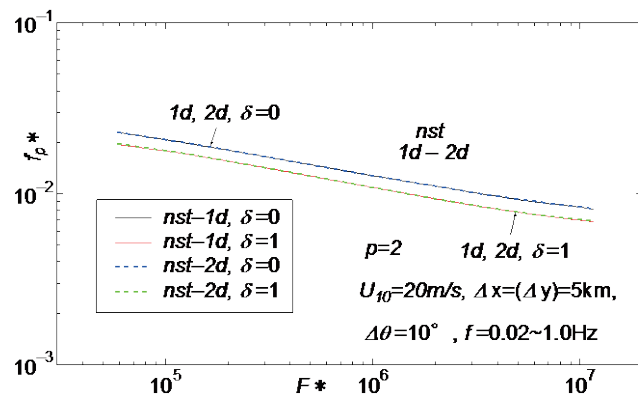


Figure 3 Relation between $f_p^*-F^*$ based on *nst-1d* and *nst-2d* modes of SWAN with *A* term for $\delta=1$ and $\delta=0$ cases ($U_{10}=20$ m/s, $t=48$ h).

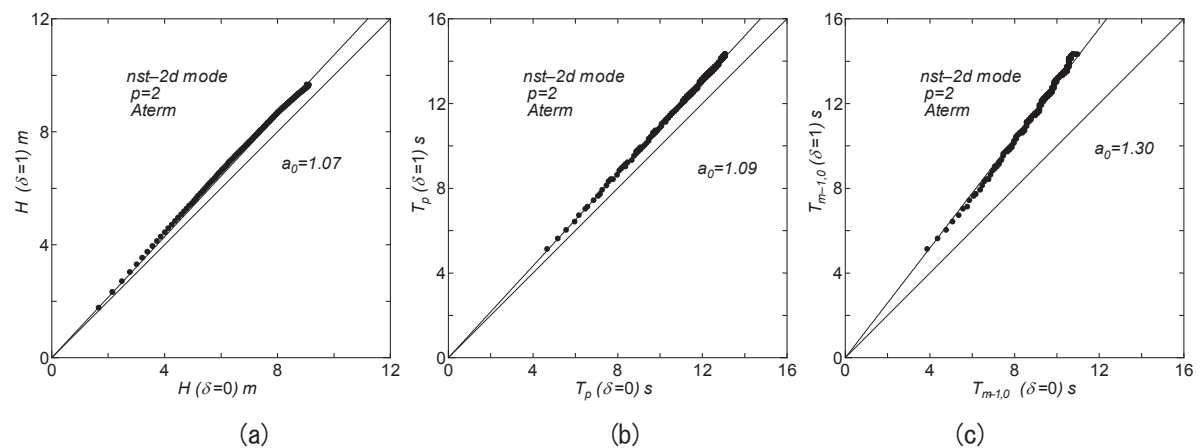


Figure 4 Relations between (a) $H(\delta=1) - H(\delta=0)$, (b) $T_p(\delta=1) - T_p(\delta=0)$ and (c) $T_{m-1,0}(\delta=1) - T_{m-1,0}(\delta=0)$ based on *nst-2d* mode of SWAN with *A* term and $\delta=0$ or $\delta=1$ ($U_{10}=20$ m/s, $t=48$ h).

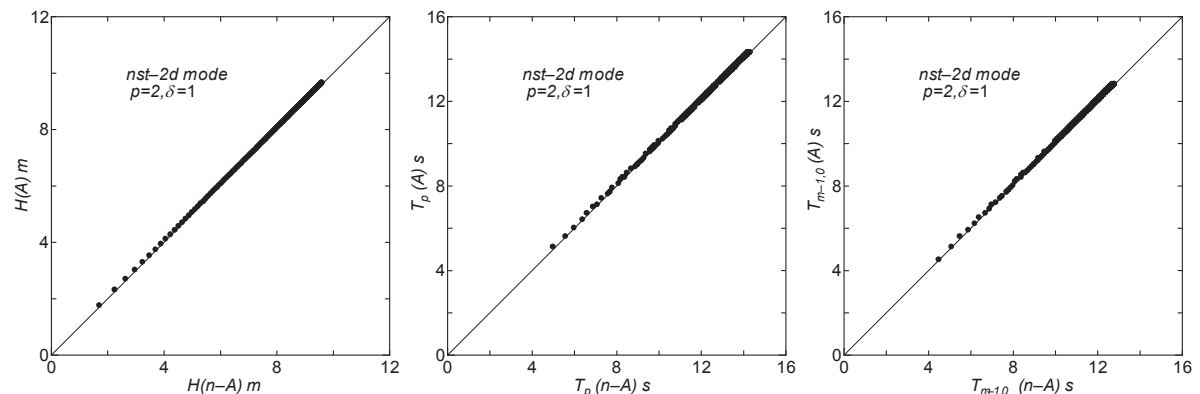


Figure 5 Effect of *A* term on any of H , T_p and $T_{m-1,0}$ based on *nst-2d* mode of SWAN with $\delta=1$ ($t=48$ h).

$T_{m-1,0}$ の差はそれぞれ 0.1 s 以下であり、このケース ($\Delta x = 5$ km) におけるA項の影響は無視しうる。

4. Westhuysen ら^[3]の結果に対する再現テスト

Westhuysen ら^[3]は SWAN における減衰項に彼等の saturation-based whitecapping dissipation モデルを導入するに際して、 $U_{10} = 10$ m/s の一様風下における深海波浪の発達計算を行い、 ϵ^* および f_p^* について SWAN における default 値による結果との比較を行っている。saturation-based model version では定常 1 次元 (st-1d) モード (周波数間隔 $\Delta f/f = 0.1$, $\Delta\theta = 10^\circ$), $\Delta x = 1$ m~10 km の入れ子格子網 (nested grid) における計算となっているが、定常 (st) モードとしても 1 次元 (1d) 計算か 2 次元 (2d) 計算かを含めて SWAN の default 値を用いた計算条件は明らかでない。ただし、WAM Cycle 3 における風波の発達・減衰モデル、すなわち Komen による発達項とパルスモデルによる減衰項 ($p = 2$, $\delta = 0$) を使用していると考えられるが、A項の取り方は不明である。SWAN の default 値を用いる Westhuysen ら^[3]の結果では ϵ^* と F^* の関係および f_p^* と F^* の関係が $F^* = 10^4 \sim 10^9$ の広い範囲で与えられ、 $F^* = 5 \times 10^4 \sim 4 \times 10^6$ では ϵ^* および f_p^* はそれぞれ Kahma・Calkoen^[8]の経験式による値とほぼ一致し、 $F^* > 10^8$ では ϵ^* は Pierson・Moskowitz (PM) スペクトルに基づく 1.1×10^3 , f_p^* は 5.6×10^{-3} ($C_d = 1.8 \times 10^{-3}$) に近づくことから、既往の成果と整合する適切な計算結果とみなされる。ここで、Kahma・Calkoen^[8]の経験式は次式で表示される。

$$\epsilon^* = 6.5 \times 10^{-4} F^{*0.9}, f_p^* = 0.49 F^{*-0.27}; F^* = 5 \times 10^4 \sim 4 \times 10^6 \quad (3)$$

そこで、読取りソフトを用いて Westhuysen ら^[3]の Fig. 2 あるいは Fig. 1 における SWAN の default 値に対応する ϵ^* および f_p^* と F^* を読み取ったのち、 ϵ^* や f_p^* の読取り値における凹凸を削除するため、井上^[9]が与えた 3 次の 1 次元スプライン関数による平滑化 (ばね強さ $\rho = 100$, 張力パラメータ $\tau = 0.1$) を行った。目視によれば、得られた結果は元の図とかなりよく符合するようにみえる。ここでは、定常 2 次元(st-2d)計算のみならず定常 1 次元 (st-1d) 計算を行うこととし、 $U_{10} = 10$ m/s のもとに 201×401 の領域で $\Delta x = 1$ m, 5 m, 50 m ($f = 0.02 \sim 5$ Hz の 59 個), 500 m, 5 km, 50 km, 500 km ($f = 0.02 \sim 1$ Hz の 43 個) の 7 通りの格子間隔 ($\Delta x = \Delta y$), $\Delta\theta = 10^\circ$, A項あり (st-2d) あるいはA項なし (st-2d および st-1d), 減衰項 $p = 2$, $\delta = 0$ の条件を与えた。

Fig. 6 は st-2d モードによる ϵ^* と F^* の関係および f_p^* と F^* の関係を示す。図には Westhuysen ら^[3]の結果に基づくスプライン (平滑化) 曲線も与える。この種の計算では風上側の固定境界から 5 メッシュ程度の格子点ではそれ以降とやや傾向を異にする結果が得られるとの間瀬ら^[7]による指摘を考慮して、その 2 倍の 10 メッシュ分を削除している。 ϵ^* について計算結果は F^* が大きい場合に Westhuysen ら^[3]によるものとほぼ符合するが、 F^* が小さいほど大きめの値を与える。 f_p^* については計算結果は F^* が小さい場合に小さめの値を生じる。すなわち、この F^* の領域では Westhuysen ら^[3]の結果と比べて ϵ (あるいは H), T_p ともに大きい。

Fig. 7 は st-2d モードでA項無しとした場合の結果であり、 ϵ^* , f_p^* ともに Westhuysen ら^[3]の結果や新たに加えた Kahma・Calkoen^[8]の結果 (○印) にかなり近い値を与える。ただし、計算結果は依然として ϵ^* についてやや大きめの値、 f_p^* についてわずかに小さめの値を示すが、その差はほとんど有意でない。すなわち、 F^* が小さいところではA項の考慮の仕方が計算結果に影響する。また、Westhuysen ら^[3]の結果 ($F^* = 10^4 \sim 10^9$) は $F^* < 10^4$ で与えられていないが、 ϵ^* , f_p^* いずれも滑らかな変化をしている。

以上のことから、Westhuysen ら^[3]で与えられた図の読取り精度を考慮すると、ここでのA項無しとする計算は Westhuysen ら^[3]の結果をほぼ再現すると言えよう。

ついで、Fig. 8 はA項無しとする定常 1 次元 (st-1d) 計算による ϵ^* および f_p^* と F^* の関係をそれぞれ与える。ここでの計算結果は Fig. 7 の結果とほとんど同じかあるいは Westhuysen ら^[3]の結果にごくわずかに近いことから、Westhuysen ら^[3]による default 値計算も saturation-based model の場合と同様に定常 1 次元 (st-1d) 計算である可能性が高い。

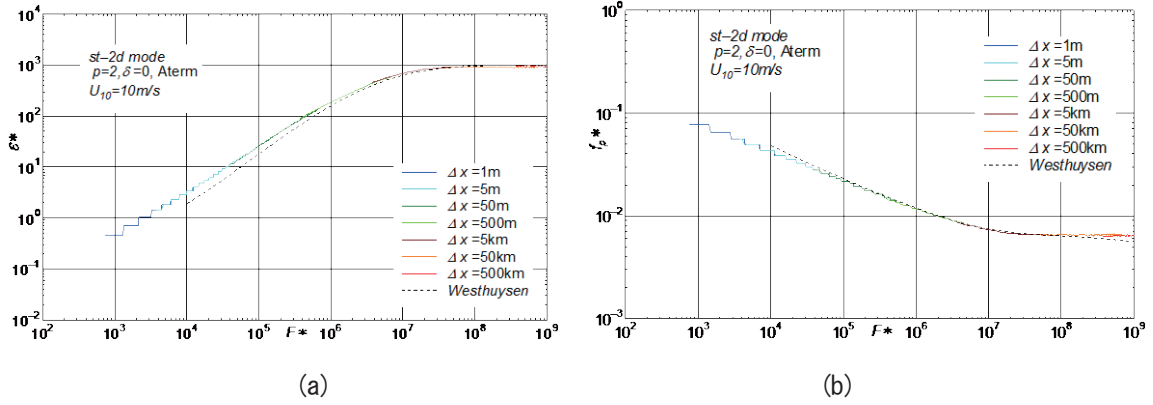


Figure 6 Reproduction of (a) ε^*-F^* relation and (b) $f_p^*-F^*$ relation by Westhuysen et al.(2007) using stationary two-dimensional(*st-2d*) mode of SWAN with *A* term and $\delta =0(U_{10} =10 \text{ m/s} ; \Delta x =1 \text{ m}, 5 \text{ m}, 50 \text{ m}, 500 \text{ m}, 5 \text{ km}, 50 \text{ km}$ and 500 km).

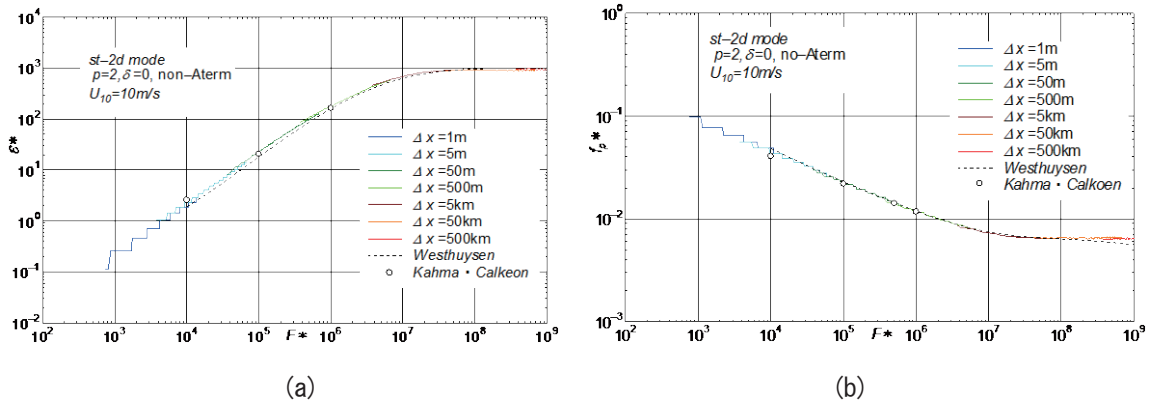


Figure 7 Reproduction of (a) ε^*-F^* relation and (b) $f_p^*-F^*$ relation by Westhuysen et al.(2007) using *st-2d* mode of SWAN associated with parametric generation in place of *A* term and $\delta =0(U_{10} =10 \text{ m/s} ; \Delta x =1 \text{ m}, 5 \text{ m}, 50 \text{ m}, 500 \text{ m}, 5 \text{ km}, 50 \text{ km}$ and 500 km).

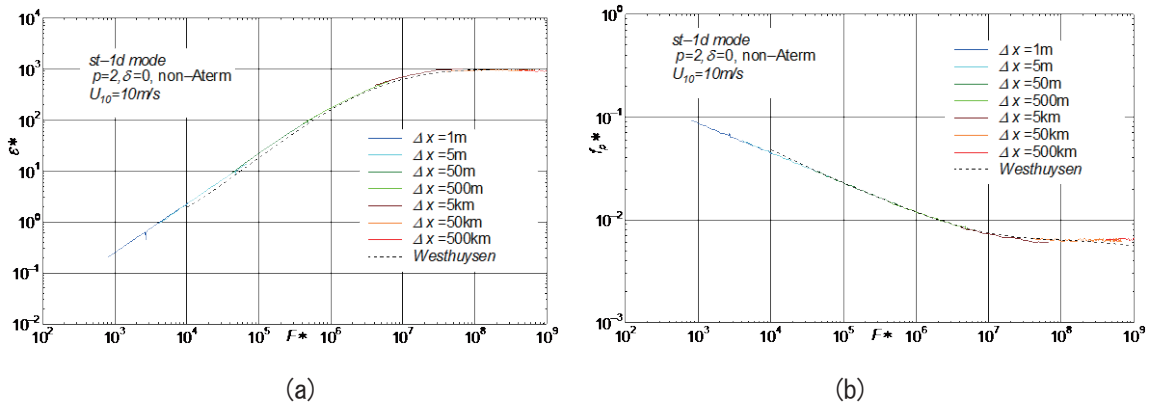


Figure 8 Reproduction of (a) ε^*-F^* relation and (b) $f_p^*-F^*$ relation by Westhuysen et al.(2007) using stationary one-dimensional(*st-1d*) mode of SWAN associated with parametric generation term and $\delta = 0(U_{10} =10 \text{ m/s} ; \Delta x =1 \text{ m}, 5 \text{ m}, 50 \text{ m}, 500 \text{ m}, 5 \text{ km}, 50 \text{ km}$ and 500 km).

Fig. 9はA項無しとした定常2次元 (*st-2d*) および定常1次元 (*st-1d*) 計算 (いずれも $\delta = 0$) より得た T_p と $T_{m-1,0}$ の関係および両者による $T_{m-1,0}$ の関係を与える。定常2次元 (*st-2d*) 計算では $T_p = 1.22T_{m-1,0}$ とかなり大きい勾配値をとり、しかも $T_{m-1,0}$ が大きいほど勾配値 (比率) が大きくなる。これは (b) 図に示す定常1次元 (*st-1d*) の場合も同じであるが、(c) 図に与えるように定常2次元 (*st-2d*) 計算の場合の $T_{m-1,0}$ がやや大きい。いずれにしる、両者の結果は経験的に得られた関係 $T_p = 1.05T (\approx 1.05T_{m-1,0})$ より大きくはずれることになる。

以上のように、ここでの計算により Westhuysen ら^[3]による計算結果 (ε^* や f_p^* と F^* の関係) をほぼ再現できたけれども、これらの結果に従うかぎり、 T_p と $T_{m-1,0}$ の間の係数は経験的に得られた係数よりかなり大きくなってしまい、現実にそぐわないことになる。減衰項において $p=2$, $\delta=1$ とした計算によれば、 $T_p = 1.05T_{m-1,0} (\approx 1.05T)$ に近い関係が得られたが、 ε^* や f_p^* と F^* の関係は Westhuysen ら^[3]の関係よりずれる可能性がある。以上の各計算結果はこのスケールの対数表示図では Δx への依存性をほとんど顕在化させない。

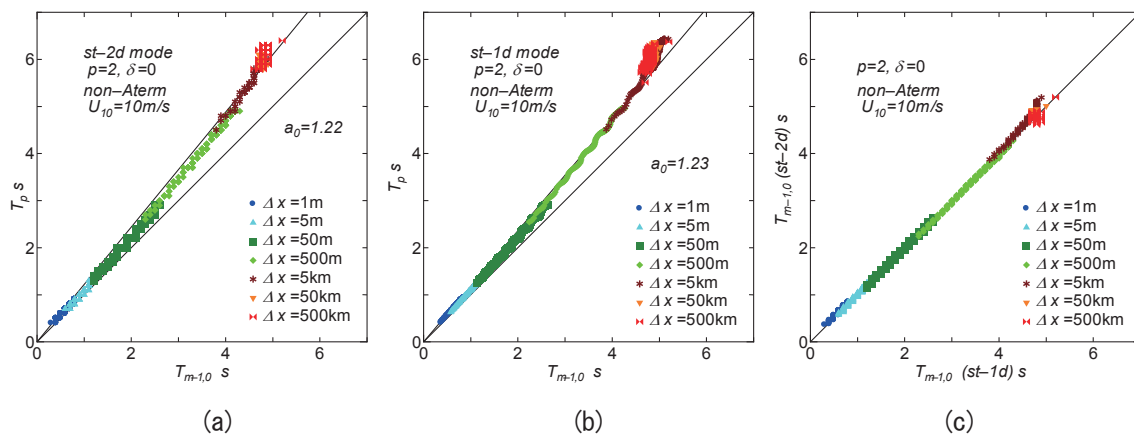


Figure 9 Relation between T_p and $T_{m-1,0}$ based on either *st-1d* or *st-2d* mode of SWAN associated with parametric generation term and $\delta=0(U_{10}=20\text{ m/s})$.

5. 間瀬ら^[7]の結果に対する再現テスト

間瀬ら^[7]は SWAN (Cycle 3, version 40.11) を用いて $U_{10} = 20\text{ m/s}$ の条件下の風波の発達計算 (非定常2次元 (*nst-2d*) 計算) を行い、 ε^* と F^* の関係および f_p^* と F^* の関係を図示しているが、後者の f_p^* はステップ状の値になっているので、 ε^* と F^* の関係のみを対象とする。計算条件は対象領域約 $100\text{ km} \times 100\text{ km}$, 50×50 , $\Delta x \approx 1.83\text{ km}$, $\Delta y \approx 2.22\text{ km}$, $\Delta t = 60\text{ s}$, $f = 0.04177 \sim 1\text{ Hz}$ で 39 個, $\Delta\theta = 10^\circ$ で 36 個, Wu 公式, A項無し, Komen の発達項, 減衰項で $p=2$, $\delta=0$ としている。ここでは、 $\Delta x = \Delta y = 2\text{ km}$ で 51×101 の領域 (A項有り) および 51×51 (A項無し) として、同様の非定常2次元 (*nst-2d*) 計算を行う。

Fig. 10 は上記の計算から得た ε^* と F^* の関係に加えて、Kahma・Calkoen^[8]の関係、間瀬ら^[7]の Fig. 2 に与えられた SMB 法による結果 ($C_d = 2.1 \times 10^{-3}$ for $U_{10} = 20\text{ m/s}$ で u_* 表示に変換) および同じく読取りソフトで Westhuysen ら^[3]の Fig. 2 または Fig. 1 から得たスプライン平滑化曲線を与える。これによると、A項無し (51×51 の領域) のケースでは今回の結果は間瀬ら^[7]の結果とほぼ符合するが、 $F^* = 10^5 \sim 10^6$ で今回の結果が若干大きくなっている。これは読取り誤差によるのかもしれない。いずれにしる、両者の対応はかなりよい。しかし、Westhuysen ら^[3]の結果や Kahma・Calkoen^[8]の結果より大きめの値を与える。A項有り (51×101 の領域) の場合にも同様の結果 (図省略) であるが、このケースの計算がもう一方の計算よりごくわずかに大きい値を生じる。これはy方向の領域の大きさ (側方境界) の影響によるものか、A項の有りと無しの影響によるものか明らかでない。

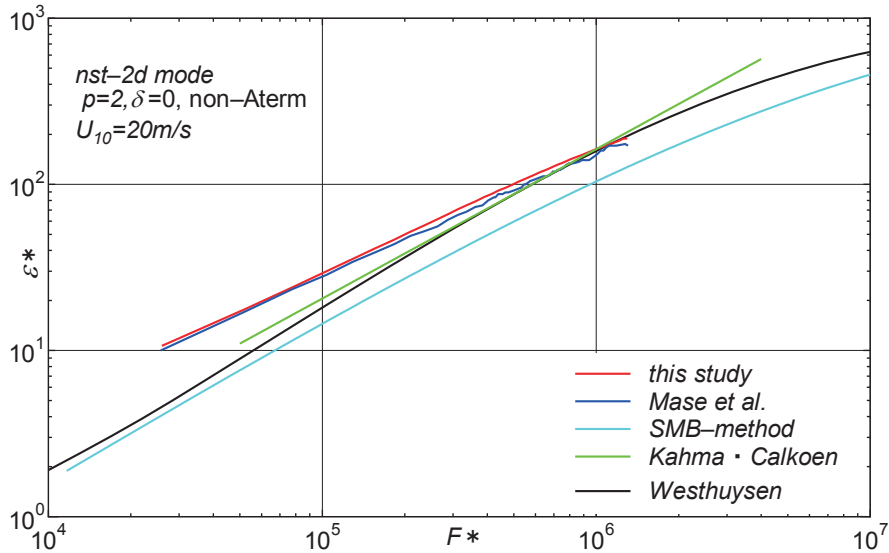


Figure 10 Reproduction of ε^*-F^* relation by Mase et al.(2001) based on *nst-2d* mode of SWAN associated with parametric generation term and $\delta = 0(U_{10} = 20 \text{ m/s}, t = 48\text{h})$.

6. 非定常2次元 (*nst-2d*) 計算結果の検討

ここでは、これまでと同様に $\Delta x = \Delta y = 5 \text{ km}$ で 201×401 に分割した対象領域（風上側は陸地，他の3方は開境界，水深 $1,000 \text{ m}$ ）で一様風速 $U_{10} = 20 \text{ m/s}$ の西風（ x 軸方向， $\theta_w = 0^\circ$ ）， $\Delta t = 10 \text{ min}$ ， $f = 0.02 \sim 1 \text{ Hz}$ の51個， $\Delta \theta = 10^\circ$ の36個， Wu 公式， A 項有り，Komenの発達項， $p = 2$ ， $\delta = 1$ の減衰項，伝播計算BSBT，を標準条件とした計算に加えて，つぎの1条件のみを変えた計算（① A 項無しの条件，② $p = 2$ ， $\delta = 0$ の条件，③ $\Delta t = 2 \text{ min}$ と 5 min の条件，④ $\Delta x = \Delta y = 10 \text{ km}$ （ $\Delta t = 10 \text{ min}$ ）の条件，⑤ $U_{10} = 5, 10, (20), 30, 40, 50, 60 \text{ m/s}$ の7通りの条件）を行い，各条件下での風波の発達特性をみる。このうち，① A 項の有りと無しの影響や② $\delta = 0$ と $\delta = 1$ の影響はすでにみている。これによると，非定常2次元 (*nst-2d*) 計算に基づくここでの標準条件による場合， A 項の影響はほとんどみられないが，Westhuysenら^[3]の結果に対する定常2次元 (*st-2d*) 計算では $F^* < 10^3 \sim 10^4$ の場合に A 項無し（パラメトリックなモデルで代用）のケースが A 項有りのケースより小さい値を与え，Westhuysenら^[3]の結果に近づくことをが示された。また，非定常2次元 (*nst-2d*) 計算において δ の影響は ε （または H ）や T_p のみならず，とくにモーメント周期 $T_{m-1,0}$ に強く及び， $\delta = 0$ のケースで小さい値を与えることが見出された。

Fig. 11 は標準条件および③と④の条件のもとに得られた $g^2 \varepsilon / u_*^4 (= \varepsilon^*)$ と $gt / u_* (= t^*)$ の関係（duration-limited condition）を(a) $F = 100 \text{ km}$ ，(b) $F = 500 \text{ km}$ ，(c) $F = 1,000 \text{ km}$ の場合に示す。これによると， $F = 100 \text{ km}$ の場合， 500 km や $1,000 \text{ km}$ の場合と比べて Δt が小さいほど発達段階（duration-limited condition）での早い発達と平衡状態（fetch-limited condition）でのより小さい値を与えるが， F の増加（ 500 km と $1,000 \text{ km}$ ）につれてそれらの差が小さくなる。ただし， $F = 1,000 \text{ km}$ の場合，過発達（over shoot）がみられ，必ずしも平衡値に達していない。要するに，発達段階（duration-limited condition）および平衡状態（fetch-limited condition）における波浪に及ぼす Δt の影響は F が小さいほど顕在化する。一方， Δx の影響は発達段階（duration-limited condition）でみられず，平衡状態（fetch-limited condition）で現われ， F が小さいほど Δx が大きいときに平衡値も大きくなる。 Δt の影響は発達段階（duration-limited condition）で， Δx の影響は平衡状態（fetch-limited condition）でみられ， F が小さいほど大きい。しかも前者の影響が後者のそれを上まわる。

Fig. 12 は標準条件のもとに 7 種類の風速 ($U_{10} = 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60 \text{ m/s}$) に対して得た (a) $g^2 \varepsilon / u_*^4 (= \varepsilon^*)$ と $gF / u_*^2 (= F^*)$ の関係および (b) $u_* f_p / g (= f_p^*)$ と $gF / u_*^2 (= F^*)$ の関係を示す。ただし、各風速に対して F^* の値が小さい 10 ケースを省いている。図中には、Kahma・Calkoen^[8] の結果 (○印) や Westhuysen ら^[3] の結果に対するスプライン近似曲線も与える。これによると、 ε^* 、 f_p^* いずれの曲線も風速によらずほぼ 1 本の包絡線として表されるようにみえるが、定常 2 次元 (st-2d) 計算 ($\delta = 0$) の場合と異なり、 ε^* は Westhuysen ら^[3] の結果より大きく、 f_p^* は小さい。すなわち、Westhuysen ら^[3] の結果と比べてエネルギー ε (波高 H)、ピーク周期 T_p ともに大きい。

Fig. 13 は各風速条件で得た T_p と $T_{m-1,0}$ の関係を与える。両者の関係はほぼ $T_p \approx 1.07 T_{m-1,0}$ で表され、観測資料から得られた $T_p = 1.05 T$ ($\approx 1.05 T_{m-1,0}$) に非常に近い。

以上のように、非定常 2 次元 (nst-2d) 計算 ($\delta = 1$) から ε^* と F^* の関係および f_p^* と F^* の関係がほぼ風速によらず一意的に得られるが、 ε^* の値は中間の F^* に対して観測資料から得られた Kahma・Calkoen^[8] の値より、極限值において PM スペクトルに基づく値よりそれぞれ大きいし、逆に f_p^* の値は小さいことが言える。また、 T_p と $T_{m-1,0}$ の間の係数 (1.07) は Westhuysen ら^[3] の ε^* や f_p^* の特性をほぼ再現した定常 2 次元 (st-2d) 計算 ($\delta = 0$) に基づく係数 (≈ 1.2) と比べて観測資料より得られた係数 1.05 にかなり近い値を与える。つまり、用いた条件 (定常 (st)、非定常 (nst)) によらず $\delta = 0$ か $\delta = 1$ の選択) の SWAN では観測資料から得られた ε^* や f_p^* と F^* の関係 (Kahma・Calkoen^[8] の関係や PM スペクトルの関係) および観測資料から得られた T_p と $T_{m-1,0}$ の比の両者を同時に再現できないことになる。

なお、 ε^* あるいは f_p^* と F^* の関係において U_{10} の影響を調べた研究は今回がほぼ初めてであり、既往の研究は WAM による $U_{10} = 8 \text{ m/s}$ と 18 m/s に対する $g^2 \varepsilon / U_{10}^4 (= \tilde{\varepsilon})$ と $gF / U_{10}^2 (= \tilde{F})$ の関係を同時に記載した Komen ら^[10] の Fig. 3.22 の事例を除いて見当たらない。Komen ら^[10] の結果では、風速が大きい $U_{10} = 18 \text{ m/s}$ の場合に同一の \tilde{F} に対してより大きい $\tilde{\varepsilon}$ の値をとっている。今回の結果でも、 ε^* は風速 U_{10} によらずほぼ同一の値を示すが、以下に示すように、 $\tilde{\varepsilon}$ は U_{10} が大きい場合に、より大きい値をとることから、両者は整合する。

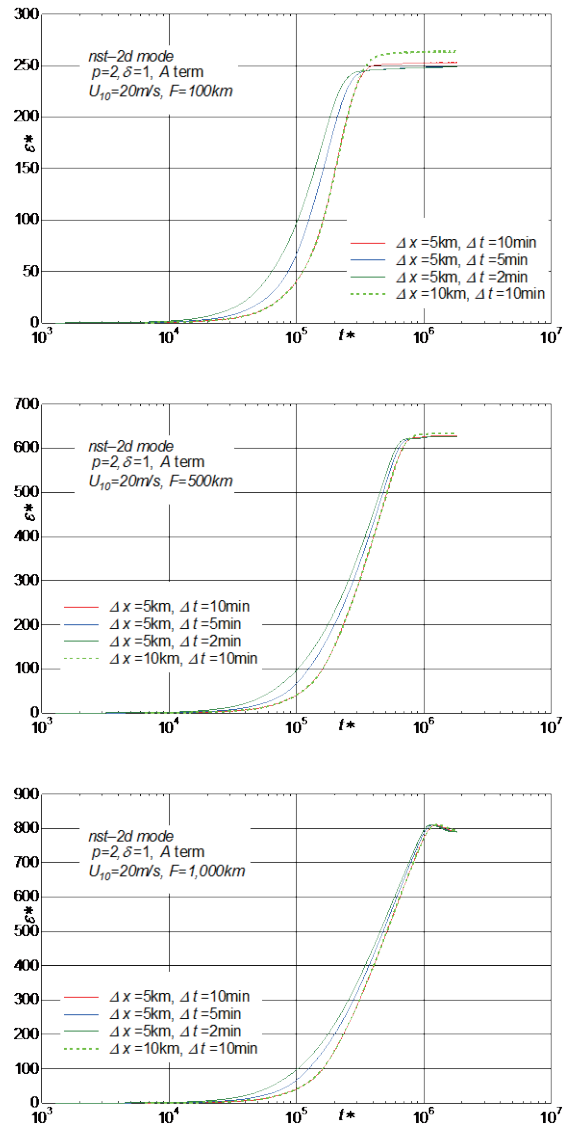


Figure 11 Effect of time increment Δt or space increment Δx on ε^*-t^* relation based on nst-2d mode of SWAN with A term and $\delta = 1$ ($U_{10} = 20 \text{ m/s}$, $t = 48 \text{ h}$ and $\Delta t = 2 \text{ min}, 5 \text{ min}, 10 \text{ min}$ for $\Delta x = 5 \text{ km}$ or $\Delta x = 5 \text{ km}, 10 \text{ km}$ for $\Delta t = 10 \text{ min}$).

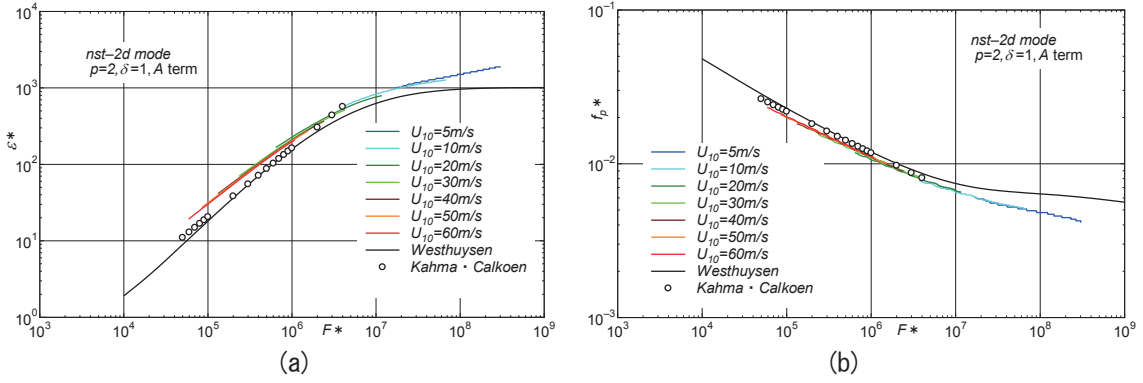


Figure 12 Relations between (a) ε^* and F^* and (b) f_p^* and F^* based on *nst-2d* mode of SWAN with *A* term and $\delta=1$ under wind speed condition of any of $U_{10} = 5$ m/s, 10 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 40 m/s, 50 m/s and 60 m/s ($t = 96$ h for $U_{10} = 5$ m/s, 10 m/s and 48 h for 20 m/s to 60 m/s).

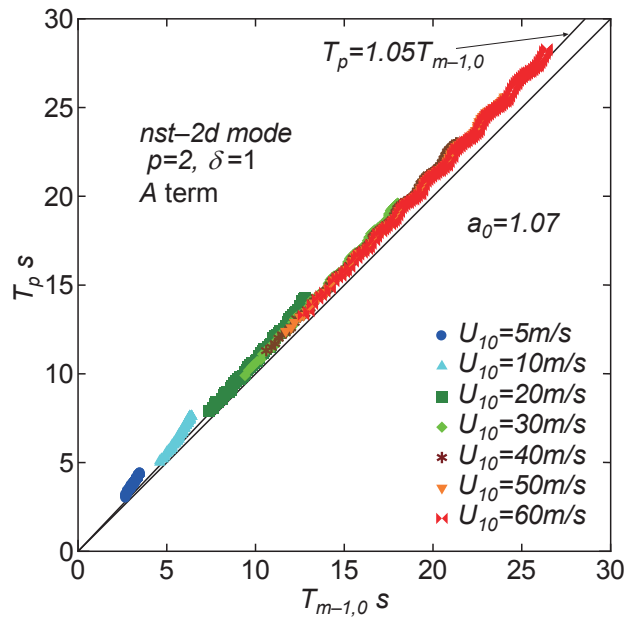


Figure 13 Relation between T_p and $T_{m-1,0}$ obtained under 7 wind speed conditions using *nst-2d* mode of SWAN with *A* term and $\delta = 1$.

Fig. 14 は (a) $gH/U_{10}^2 (= \tilde{H})$ と $gF/U_{10}^2 (= \tilde{F})$ および (b) $gT_p/U_{10} (= \tilde{T}_p)$ と $gF/U_{10}^2 (= \tilde{F})$ の関係を示す。図中には Wilson^[11]に基づく SMB 法の結果 ($T_p = 1.05T$ を仮定) も与える。ここでは、SMB 法による結果と直接比較が行えるように $g^2\varepsilon/U_{10}^4 (= \varepsilon)$ や $U_{10}f_p/g (= \tilde{f}_p = U_{10}/gT_p)$ よりむしろ、 $gH/U_{10}^2 (= \tilde{H})$ や $gT_p/U_{10} (= \tilde{T}_p)$ を採用している。SMB 法による結果は周期式に対して $T_p = 1.05T$ および $1.05 \times 8.6 = 9.03$ としてそれぞれ次式で表される。

$$\tilde{H} = 0.30 \left\{ 1 - (1 + 0.004\tilde{F}^{1/2})^{-2} \right\}, \quad \tilde{T}_p = 9.03 \left[1 - (1 + 0.008\tilde{F}^{1/3})^{-5} \right] \quad (4)$$

図によると、 \tilde{H} はいずれのケースでも \tilde{F} とともに増加し、 $U_{10} = 5, 10$ m/s のケースおよび $U_{10} = 20, 30, 40, 50, 60$ m/s のケースでそれぞれ相互にかなり近い値をとる。これらの値は後者 (高風速) の場合に大きい。前者と後者のグループ ($U_{10} \leq 10$ m/s と $U_{10} \geq 20$ m/s のケース) で急上昇がみられる。風速がより大きい場合に \tilde{H} がより大きい値をとる特徴は前述した Komen ら^[10]の Fig. 3.22 の特徴と整合する。また、各風速に対する \tilde{H} は $\tilde{F} > 10^4$ の領域を除いて SMB 法による結果より大きいし、 $\tilde{F} > 10^4$ では $U_{10} \leq 10$ m/s の場合に小さい。

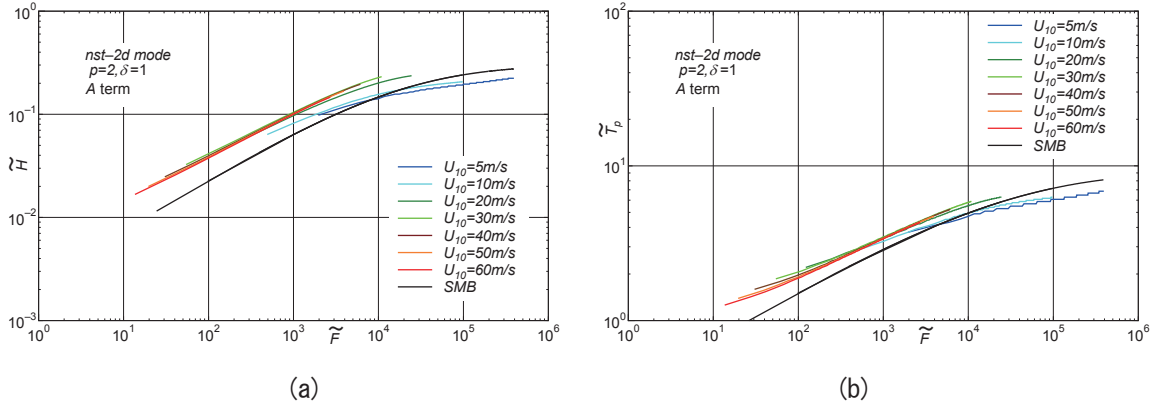


Figure 14 Relations between (a) \tilde{H} and \tilde{F} and (b) \tilde{T}_p and \tilde{F} based on *nst-2d* mode of SWAN with *A* term and $\delta = 1$ under wind speed condition of any of $U_{10} = 5$ m/s, 10 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 40 m/s, 50 m/s and 60 m/s ($t = 96$ h for $U_{10} = 5$ m/s, 10 m/s and $t = 48$ h for 20 m/s to 60 m/s).

一方, \tilde{T}_p も \tilde{F} とともに増加し, その挙動は \tilde{H} の場合と同様に, $U_{10} = 5, 10$ m/s のケースと $U_{10} = 20, 30, 40, 50, 60$ m/s のケースに 2 分類され, 両者のグループの曲線が $\tilde{F} = 7 \times 10^2$ 付近で交差する。したがって, この交点を境界として $\tilde{F} < 7 \times 10^2$ では風速が大きいほど \tilde{T}_p は小さくなる。逆に, $\tilde{F} > 7 \times 10^2$ では \tilde{T}_p は大きくなり, しかも $U_{10} \leq 10$ m/s と $U_{10} \geq 20$ m/s のケース間で急上昇がみられる。SMB 法の曲線は $F^* < 5 \times 10^3$ でこれらより小さい値を, $F^* > 5 \times 10^3$ で $U_{10} \leq 10$ m/s に対して大きい値を与える。

Fig. 15 は各 U_{10} に対する (a) $\varepsilon f_p^3 / g u_*$ と $gF / u_*^2 (= F^*)$ の関係, (b) B_{T_p} と F^* の関係, (c) B_T と F^* の関係, (d) $\varepsilon f_p^3 / g U_{10}$ と gF / U_{10}^2 の関係を表す。ここで,

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon f_p^3}{g u_*} &= \left(\frac{g^2 \varepsilon}{u_*^4} \right) \left(\frac{u_* f_p}{g} \right)^3 = \varepsilon^* f_p^{*3} = \frac{1}{16} \left(\frac{gH}{u_*^2} \right)^2 \left(\frac{u_*}{gT_p} \right)^3 \\ &= \frac{1}{16} B_{T_p}^2 = \frac{1}{16 \times 1.05^3} \left(\frac{gH}{u_*^2} \right)^2 \left(\frac{u_*}{gT_{m-1,0}} \right)^3 = \frac{1}{18.522} B_T^2 \end{aligned} \quad (5)$$

$$B_{T_p} = (gH / u_*^2) (gT_p / u_*)^{-3/2} \quad (6)$$

$$B_T = (gH / u_*^2) (gT_{m-1,0} / u_*)^{-3/2} = (gH / u_*^2) (gT / u_*)^{-3/2} \quad (7)$$

である。 B_T はいわゆる Toba^[2] の 3/2 乗則における係数であり, ここでは Toba 係数 (0.062 とされる) と称する。 B_{T_p} は SWAN による計算結果では安定性に欠ける $T_{m-1,0}$ に代えて T_p を用いた Toba 係数 ($T_p = 1.05T_{m-1,0}$ として $B_{T_p} = 0.9294B_T$, $B_T = 0.062$ の場合 $B_{T_p} = 0.0576$) である。(a), (b) 図には Kahma・Calkoen^[8] の結果 (○印) を, (a), (b), (c) 図には Westhuysen ら^[3] の結果に対するスプライン近似曲線 ($F^* = 6 \times 10^4 \sim 3 \times 10^6$ では, Kahma・Calkoen^[8] の結果とほぼ対応) を与える。また (d) 図には, $T_p = 1.05T$ とした SMB 法の式 (4) に基づく値および光易^[12] による局所平衡則 (○印)

$$\frac{\varepsilon f_p^3}{g U_{10}} = 6.84 \times 10^{-6}; \tilde{F} = 25 \sim 3,200 \quad (8)$$

を与える。これからつぎのことが言える。

① (a) 図をみると, $\varepsilon f_p^3 / g u_*$ は ε^* と f_p^{*3} の積で表されることから, 上下方向に多少の変動を伴うけれども, F^* とともに増大して, 最大値 2.8×10^{-4} をとったのち減少する。変動範囲は 1.5×10^{-4} から 2.8×10^{-4} であるから, 2 倍弱ということになる。各 U_{10} に対する曲線 (それぞれ F^* の小さい側での 10 ケースを除く) は包絡線として 1 本の曲線に近似的にまとまっている。Westhuysen ら^[3] の結果を近似するスプライン曲線は $F^* <$

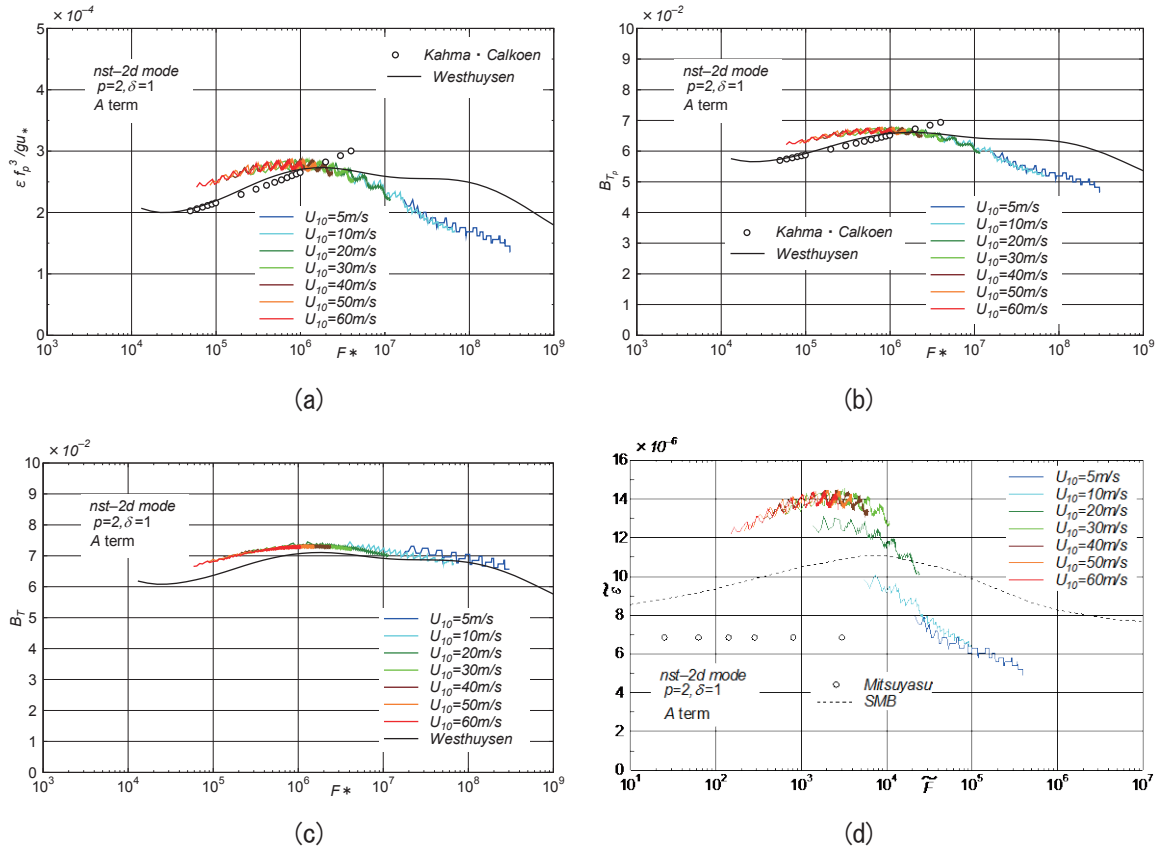


Figure 15 Relations between (a) $\varepsilon f_p^3/gu_*$ and F^* , (b) B_{T_p} and F^* , (c) B_T and F^* and (d) $\varepsilon f_p^3/gU_{10}$ and \tilde{F} based on *nst-2d* mode of SWAN with *A* term and $\delta=1$ under wind speed condition of any of $U_{10}=5$ m/s, 10 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 40 m/s, 50 m/s and 60 m/s ($t=96$ h for $U_{10}=5$ m/s, 10 m/s and $t=48$ h for 20 m/s to 60 m/s).

10^6 で包絡線より小さく、 $F^* > 10^6$ で大きめの値を与え、今回の結果とあまりよく対応するとは言えない。これは(b)図の B_{T_p} についてもみられる。なお、PM スペクトルでは $\varepsilon f_p^3/gu_* = 1.93 \times 10^{-4}$ になる。要するに、 $\varepsilon f_p^3/gu_*$ は $F^* = 6 \times 10^4 \sim 3 \times 10^8$ に対して2倍程度の変動を伴う。

②(b)図に示す B_{T_p} および(c)図に示す B_T ($T_p = 1.05T_{m-1.0}$ を使用)は(a)図に示す $\varepsilon f_p^3/gu_*$ の平方根に比例するから、 F^* に伴う変化が緩やかになり、 B_{T_p} は0.048~0.066の範囲で、 B_T は0.066~0.073の範囲で変動し、 $F^* \approx 10^6$ でピーク値をとる。すなわち、SWANによる計算から求めたToba係数 B_T (B_{T_p} も)は定数とは言えないが、とくに B_T についてはその変動幅が0.007、すなわちに B_T の平均値の10%程度と小さい。しかし、その値は経験値0.062と比べて平均的に10%程度大きい。また、 B_T は $U_{10}=10$ m/sに対する定常1次元 (*st-1d*) あるいは定常2次元 (*st-2d*) 計算から得られたWesthuysenら^[3]の近似曲線と比較的よく符合する。要するに、SWAN (*nst-2d*, $\delta=1$)による計算はToba係数 $B_T=0.062$ を10%程度過大評価するものの、一定程度再現すると言えるかもしれない。

③ U_{10} を用いた $\varepsilon f_p^3/gU_{10}$ ($=\varepsilon$)と gF/U_{10}^2 ($=\tilde{F}$)の関係は gH/U_{10}^2 ($=\tilde{H}$)や gT_p/U_{10} ($=\tilde{T}_p$)の場合と同様に U_{10} ごとに異なる挙動、すなわち U_{10} への明瞭な依存性を示し、 $U_{10} \leq 10$ m/sの結果から $U_{10}=20$ m/sの結果そして $U_{10}=30$ m/sの結果へ U_{10} の増加とともに ε が急増するが、 $U_{10} \geq 30$ m/sでは ε は \tilde{F} に対して U_{10} の値によらずあまり変化しない。その値は光易^[12]による 6.84×10^{-6} より最大2倍大きい。また、SMB法による結果は中間の値(最大 11.1×10^{-6})の値をとる。

今回の結果によれば、 $g^2\varepsilon/u_*^4$ 、 u_*f_p/g や $\varepsilon f_p^3/gu_*$ には U_{10} (あるいは u_*)の影響があまりみられないのに対して、 U_{10} 表示によるこれらの諸量には U_{10} の影響が顕在化するのが大きな特徴である。

ところで, Takagaki ら^[13]は高速風洞水槽における実験結果を用いた次元解析に基づいて, 対数則における粗度長 z_0 が $\varepsilon f_p^3/g$ (m/s の単位) の関数として表示されること, 実験結果における $\varepsilon f_p^3/g$ が $U_{10} > 35$ m/s あるいは Iwano ら^[14]では 33.6 m/s で上限値 2.27×10^{-4} をとること, および $\varepsilon f_p^3/g$ は限界風速以下では U_{10} に比例することから, 海面抵抗係数 C_d に上限値 2.55×10^{-3} が存在することを明らかにした。これらは 10 m 高度換算風速が 70 m/s に及ぶ高速風洞水槽実験の結果や $U_{10} < 20 \sim 25$ m/s 以下の風速条件における小規模海域の現地観測結果に基づくものであり, 現地スケールでこれが成立するか否かは不明である。しかし, U_{10} が 30 m/s を越える状況での観測結果の入手はほぼ不可能であるから, SWAN による計算結果を用いてこの特性を調べる。

Fig. 16 は吹送距離 F をパラメータとして (a) $\varepsilon f_p^3/g$ (m/s の単位) と u_* (m/s) の関係, (b) $\varepsilon f_p^3/g u_*$ (無次元量) と u_* (m/s) の関係を表す。SWAN における Wu 公式は式(1)であり, $U_{10} = 26.9$ m/s に対する $C_d = 2.55 \times 10^{-3}$ を上限値とする。(a) 図では $\varepsilon f_p^3/g$ は F が大きいほど急な勾配で u_* とともに増加し, $U_{10} = 26.9$ m/s に対応する $u_* = 1.36$ m/s で頭打ちになる挙動を全く示さない。(b) 図においても $\varepsilon f_p^3/g u_*$ が $1.5 \times 10^{-3} \sim 2.8 \times 10^{-3}$ の範囲で F が小さいほど小さい値をとるだけで, $\varepsilon f_p^3/g u_* (= B_T^2/18.522 = B_T^2/16)$ が $u_* > 1.36$ m/s において u_*^{-1} に比例して減少する挙動もみられない。

要するに, SWAN によって, 実験結果の解析から得られた $\varepsilon f_p^3/g$ が $U_{10} > 33.6$ m/s で一定値をとる特性は全く再現できない。 $\varepsilon f_p^3/g u_* = \text{const1}$ (無次元量) は $H^2 \propto u_* T_p^3$ ($u_* < 1.36$ m/s), $\varepsilon f_p^3/g = \text{const2}$ (m/s の単位) は $H^2 \propto T_p^3$ ($u_* \geq 1.36$ m/s) を表すが, 上限値を設けた C_d 式の使用によっても, この挙動の再現は不可能であり, その方策は不明である。

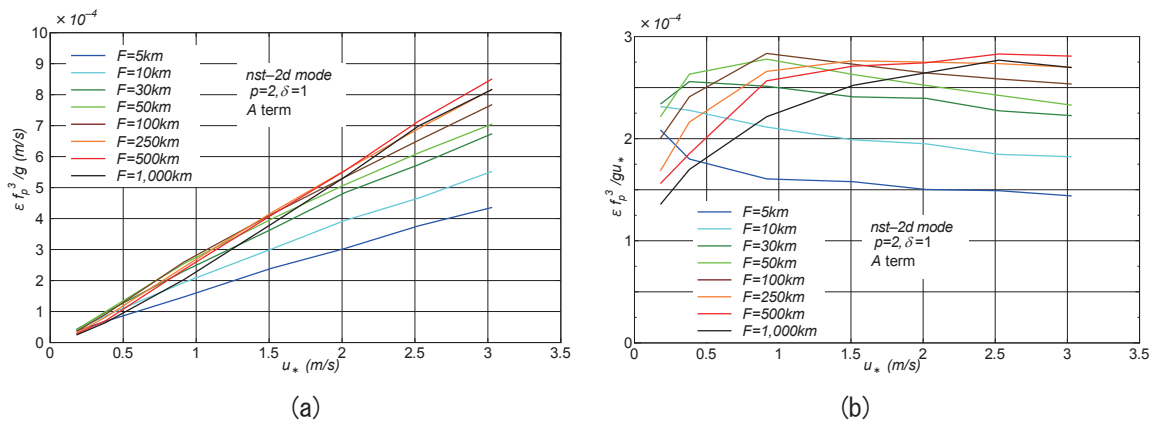


Figure 16 Relations between (a) $\varepsilon f_p^3/g$ and u_* with a parameter of F and (b) $\varepsilon f_p^3/g u_*$ and u_* with a parameter of F obtained under 7 wind speed conditions of $U_{10} = 5$ m/s, 10 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 40 m/s, 50 m/s and 60 m/s using *nst-2d* mode of SWAN with *A* term and $\delta = 1$ ($t = 96$ h for $U_{10} = 5$ m/s, 10 m/s and $t = 48$ h for 20 m/s to 60 m/s).

7. 結 語

ここでは一様風条件下において SWAN version40.91ABC あるいは 41.01 で計算される風波の特性を調べた。得られた結果の概要はつぎのようである。

①4つのモード, すなわち定常1次元 (*st-1d*) と定常2次元 (*st-2d*), 非定常1次元 (*nst-1d*) と非定常2次元 (*nst-2d*) のモードにおいて定常(平衡)状態でも $g^2 \varepsilon / u_*^4 (= \varepsilon^*)$ や $u_* f_p / g (= f_p^*)$ が相互に異なり, しかもその間の大小関係に必ずしも系統性が見出されないことから, それぞれの妥当性を明確にするのは困難である。ただし, *nst-1d* モードと *nst-2d* モードでは減衰項における係数 δ の影響が明確に現れ, $\delta = 1$ のケース

では $\delta = 0$ のケースよりエネルギー ε (波高 H) やピーク周期 T_p が大きく評価される。

②観測結果の解析から得られた $g^2\varepsilon/u_*^4 (= \varepsilon^*)$ や $u_*f_p/g (= f_p^*)$ と $gF/u_*^2 (= F^*)$ の関係および PM スペクトルによる極限での値をほぼ満足する $U_{10} = 10$ m/s 条件での Westhuysen ら^[3]の結果は風波の発生項 A 項無し (パラメータモデルで代用), 減衰項における係数 $\delta = 0$ のもとでの定常 2 次元 ($st-2d$) および定常 1 次元 ($st-1d$) 計算によりほぼ得られるが, この結果は経験的な関係 $T_p = 1.05T (\approx 1.05T_{m-1,0})$ を満たさない。

③SWAN による計算結果には減衰項における係数 δ が非常に大きく影響する。

④SWAN による $nst-2d$ 計算の結果には時間間隔 Δt の有意な影響が吹送距離 F が小さい場合ほど発達段階 (duration-limited condition) のみならず平衡状態 (fetch-limited condition) においても現れる。その程度は前者で卓越する。一方, 格子間隔 Δx の有意な影響は F が小さいほど平衡状態 (fetch-limited condition) でみられる。その程度は発達段階 (duration-limited condition) における Δt の影響の度合より小さく, 対数表示ではほとんど顕在化しない。これらのことから, 入力風条件に対して計算結果は計算条件ごとに変わり, 一意的に定まると言えない。また, A 項の有りと無しの影響も F^* が小さい場合に認められる。

⑤ $U_{10} = 5 \sim 60$ m/s の 7 種類とした A 項有り, $\delta = 1$ のもとでの非定常 2 次元 ($nst-2d$) 計算では ε^* や f_p^* に対する風速依存性はほとんどみられないが, Westhuysen ら^[3]の結果や観測結果から推定される ε^* より大きく f_p^* より小さい値を生じる一方, $T_p = 1.05T_{m-1,0}$ の関係をほぼ満足する結果が得られる。

⑥上記の $nst-2d$ 計算から得られた $g^2\varepsilon/u_*^4$ や u_*f_p/g と gF/u_*^2 の関係においては⑤で述べたように, 風速の影響は顕在化せず, それぞれはほぼ 1 本の包絡線でまとめられる。一方, $g^2\varepsilon/U_{10}^4$ や $U_{10}f_p/g$ と gF/U_{10}^2 の関係においては U_{10} の影響が現れて, 異なる U_{10} をもつ 2~3 つの塊の曲線群になる。

⑦SWAN の $nst-2d$ 計算 ($\delta = 1$) によって得られた Toba 係数 B_T は F^* とともに 0.066~0.073 の間で変化し, 平均値でみれば経験値 0.062 より約 10 %大きい。すなわち, 得られた B_T は定数と言えないが, その変動範囲はその平均値 0.070 の ± 5 %以内であり, 定数に近い特性をもつ。

⑧ $u_* > 1.36$ m/s といった高風速時に風速によらず $\varepsilon f_p^3/g$ が一定値をとるという高速風洞水槽実験から得られた挙動は C_d の上限値を設けた SWAN によっても再現できない。

以上に述べたように, 一様風条件での SWAN (おそらく WAM や WW3 といった他の第 3 世代波浪推算モデルも) の挙動には不透明な点も少なくないが, 現実面では気象庁 MSM (メソスケールモデル) による海上風分布を入力条件とする SWAN の波浪推算結果 (波高, 周期) は沿岸部の観測結果とかなりよく対応することが野中ら^[15]によって示されている。また, 最新の version41.01 では C_d に関して Wu 公式は削除され, $U_{10} = 31.5$ m/s で最大値 (2.03×10^{-3}) をとったのち高風速時ほど減少する C_d を与える Zijlema ら^[16]による 2 次式公式のみが採用されているので, 高風速時の波高・周期の発達がより抑制される傾向にある。

いずれにしても, $\varepsilon f_p^3/g$ の高風速時における頭打ち現象の波浪推算モデルによる再現は今後残された重要な課題であるかもしれない。

参 考 文 献

- [1] Booij, N., Ris, R.C. and L.H. Holthuijsen : A third-generation wave model for coastal regions, 1. Model description and validation, Jour. Geophys. Res., 104(C4), pp.7649-7666, 1999.
- [2] Toba, Y. : Local balance in the air-sea boundary process, 1. on the growth process of wind waves, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol.28, pp.109-120, 1972.
- [3] Van der Westhuysen, A.J., Zijlema, M. and J.A. Battjes : Nonlinear saturation-based whitecapping dissipation in SWAN for deep and shallow water, Coastal Eng., 54, pp.151-170, 2007.
- [4] Wu, J. : Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane, Jour. Geophys. Res., 87(C2), pp.9704-9706, 1982.
- [5] 合田良實 : 耐波工学 港湾・海岸構造物の耐波設計, 鹿島出版界, 430p., 2008.

- [6] 山口正隆・野中浩一：波形統計量とスペクトル統計量の比に及ぼすスペクトル形状の影響の検討，土木学会論文集 B2 (海岸工学)，Vol.B2-65，No.1，pp.136-140，2009.
- [7] 間瀬 肇・平尾博樹・國富将嗣・高山知司：SWAN による波浪推算システムー閉鎖性湾内における波浪推算への適用一，京大防災研年報，第 44 号 B-2，pp.333-351，2001.
- [8] Kahma, K.K. and C.J. Calkoen : Reconciling discrepancies in the observed growth of wind-generated waves, Jour. Phys. Oceanogr., 22, pp.1389-1405, 1992.
- [9] 井上 公：一般化インバース理論に基づく離散データの平滑化，情報地質，10，pp.105-134，1985.
- [10] Komen, G.J., Cavaleri, L., Donelan, M., Hasselmann, K. Hasselmann, S. and P.A.E.M. Janssen : Dynamics and Modelling of Ocean Waves, Cambridge Univ. Press., 532p., 1994.
- [11] Wilson, B.W. : Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, 1965, Deutsch. Hydrogr. Zeit., 18, pp.114-130, 1965.
- [12] 光易 恒：海洋波の物理，岩波書店，210p., 1995.
- [13] Takagaki, N., Komori, S., Suzuki, N., Iwano, K., Kumamoto, T., Shimada, S., Kurose, R. and K. Takahashi : Strong correlation between the drag coefficient and the shape of the wind sea spectrum over a broad range of wind speeds, Geophys. Res. Lett., Vol.39, L23604, pp.1-6, doi:10.1029/2012GL053988, 2012.
- [14] Iwano, K., Takagaki, N., Kurose, R. and S. Komori : Mass transfer velocity across the breaking air-water interface at extremely high wind speeds, TellusB, pp.1-8, 65, 21341, <http://dx.doi.org/10.3402/tellusb.v65i0.21341>, 2013.
- [15] 野中浩一・山口正隆・畑田佳男・宇都宮好博・日野幹雄：日本海沿岸における波高の極値の再検討，土木学会論文集 B2 (海岸工学)，Vol.70，No.2，2014 (印刷中).
- [16] Zijlema, M., van Vledder. G.Ph. and L.H. Holthuijsen : Bottom friction and wind drag for wave models, Coastal Eng., 65, pp.19-26, 2012.
- [17] Mitsuyasu, H. : On the growth of the spectrum of wind-generated waves I, Rept. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol.16, pp.459-465, 1968.
- [18] 山口正隆・野中浩一・畑田佳男：海面抵抗係数と Toba 定数の変動に関する考察，工学ジャーナル (愛媛大学)，第 14 卷，2015 (投稿中).

付 録

1. 各種発達・減衰式の影響の検討

ここでは， $U_{10} = 20$ m/s の条件のもとに SWAN (A項あり) による非定常 2 次元 (*nst-2d*) 計算を本文 6. で検討した①Komen 式 ($p = 2, \delta = 1$) で①Wu 公式による場合および②2 次式による C_d の場合，③Janssen 式 (default 値 $C_{ds1} = 4.5, \delta = 0.5$) の場合，④Westhuysen ら^[3]の減衰式 (default 値 $C_{ds2} = 5 \times 10^{-5}, B_r = 1.75 \times 10^{-3}$) で Wu 公式による C_d の場合の 4 ケースについて $\Delta t = 10$ 分で行った。ここで，Zijlema ら^[16]による \tilde{U} に関する 2 次式は

$$C_d = (0.55 + 2.97\tilde{U} - 1.49\tilde{U}^2) \times 10^{-3} ; \tilde{U} = U_{10}/U_{ref}, U_{ref} = 31.5 \text{ m/s} \quad (9)$$

で表される。 U_{ref} は基準風速である。式(9)は $\tilde{U} = 1 (U_{10} = 31.5 \text{ m/s})$ で $C_d = 2.03 \times 10^{-3} (u_* = 1.424 \text{ m/s})$ の最大値をとり， $U_{10} = 5 \text{ m/s}$ で $0.98 \times 10^{-3} (u_* = 0.157 \text{ m/s})$ に， $U_{10} = 60 \text{ m/s}$ で $0.80 \times 10^{-3} (u_* = 1.698 \text{ m/s})$ に減少する。ただし， $U_{10} = 25 \text{ m/s}$ で $1.97 \times 10^{-3} (u_* = 1.109 \text{ m/s})$ ， $U_{10} = 40 \text{ m/s}$ で $1.92 \times 10^{-3} (u_* = 1.752 \text{ m/s})$ ， $U_{10} = 50 \text{ m/s}$ で $1.51 \times 10^{-3} (u_* = 1.943 \text{ m/s})$ であるから， $U_{10} = 25 \sim 40 \text{ m/s}$ の間の C_d の変化は小さい，いずれにしろ， $U_{10} > 31.5 \text{ m/s}$ で C_d は減少する。また， $U_{10} = 51 \text{ m/s}$ で $C_d = 1.45 \times 10^{-3} (u_* = 1.944 \text{ m/s})$ と， u_* としての最大値 1.944 m/s をとり $U_{10} > 51 \text{ m/s}$ では u_* はこれより小さくなる。すなわち，

U_{10} の値の如何によらず $u_* \leq 1.944$ m/sに抑えられる。これが果たして妥当か否か再考の余地がある。

Fig. A1は4種類の計算結果を(a) $H-t$ の関係, (b) T_p-t の関係 (②を除く, いずれも図の錯綜を避けるために $F=50$ km, 200 km, 1,000 kmの3ケース), (c) ε^*-F^* の関係, (d) $f_p^*-F^*$ の関係として図示したものであり, (c), (d)図には Westhuysen ら^[3]の結果に対するスプライン近似曲線を与える。

(a)図によると, Komen 式と Westhuysen 式では H および T_p はいずれも t とともに増大し, F が小さいほど時間的に最も早く平衡状態に達する。その値は F が大きいほど Komen 式の場合にやや大きい。Janssen 式では H , T_p ともに発達は他の式より急であり, とくに F が小さいほど overshoot (過発達) を伴って平衡値に達する。平衡値も $F=1,000$ km に対する T_p を除いて, 他の2式による値より大きい。この結果, (c)図の ε^* は F^* とともに増加を示し, その値は Janssen 式で最も大きく 2種類の Komen 式や Westhuysen 式でより小さい。(d)図の f_p^* については, これらの関係が逆転する。より詳細にみると, Wu 公式および2次式表示の C_d (前者の u_* が後者より大きい) を用いた Komen 式では, ε^* や f_p^* および F^* に及ぼす u_* の変化の影響が現れない形態をとることから, ε^* および f_p^* に関する両曲線はそれぞれほぼ重なり区別がつかない。また, Westhuysen 式による ε^* は Komen 式に比べて $F^* > 5 \times 10^5$ で小さく, $F^* < 5 \times 10^5$ で若干大きくなる。 f_p^* は逆の傾向を与える。 $U_{10}=10$ m/s に対して得られた Westhuysen^[3]の結果に対するスプライン近似曲線との関係では, いずれの結果も ε^* に関しては大きく, f_p^* に関しては小さい。以上のように, Komen 式 (Wu 公式) による結果

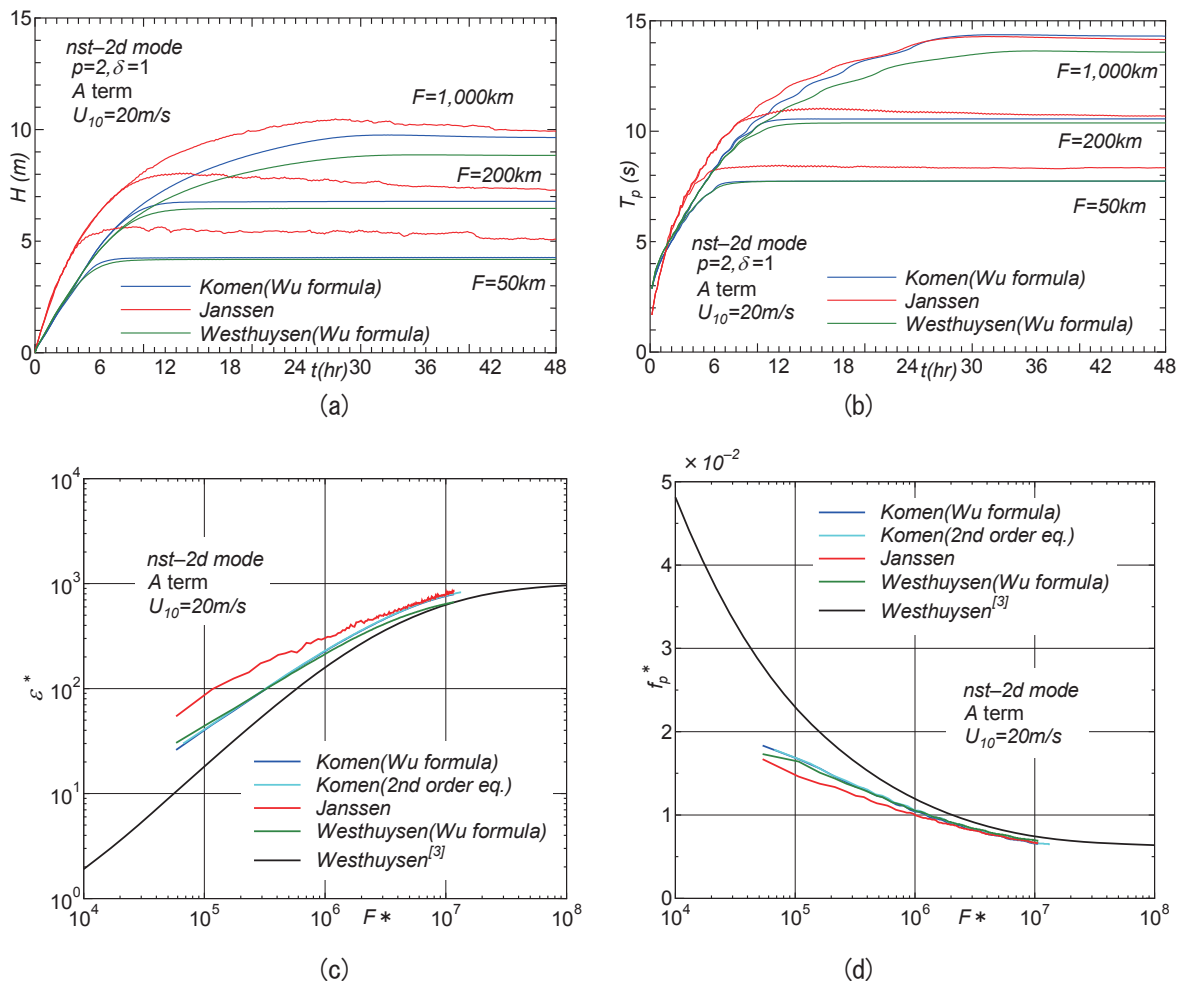


Figure A1 Relations between (a) H and t , (b) T_p and t , (c) ε^* and F^* and (d) f_p^* and F^* based on *nst-2d* mode of SWAN with $\delta = 1$ under wind speed condition of 20 m/s with $t=48$ hours duration, in cases where any of 5 combinations between dissipation term and C_d formula is used.

を基準にしてみれば、 H や T_p に関して Janssen 式は過大な値を、Westhuysen 式は小さめの値を与え、2 次式表示の C_d 式ではさらに小さな値が得られることになる。

Fig. A2 は T_p と $T_{m-1,0}$ の関係を (a) Komen 式で Wu 公式使用、(b) Janssen 式、(c) Westhuysen 式で Wu 公式使用の場合についてそれぞれ示す。(a) 図の Komen 式では勾配値 $a_0 = 1.08$ で経験式 $T_p = 1.05T$ ($\approx 1.05T_{m-1,0}$)に近い係数をとるのに対して、(b) 図の Janssen 式では $a_0 = 1.17$ 、(c) 図の Westhuysen 式では $a_0 = 1.15$ をとり、いずれも係数が経験式のそれよりかなり大きくなる。この原因については、計算された周波数スペクトル $E(f)$ の形状を調べる必要があるが、現状ではその段階に至っていない。

以上のように、風波の発生・減衰項を Komen 式のほか Janssen 式や Westhuysen 式による場合、Komen 式による結果を基準にとれば、Janssen 式では ε (あるいは H) および T_p の過大な発達、Westhuysen 式では小さめの発達がみられる。また、 T_p と $T_{m-1,0}$ の関係における係数は Komen 式では経験式の係数 1.05 に近く、他の 2 式では 1.15 を越える。なお、Wu 公式使用の Komen 式では $F = 1,000 \text{ km}$ ($t = 48 \text{ h}$) に対して $\Delta t = 10$ 分で $H = 9.65 \text{ m}$ 、 $\Delta t = 5$ 分で $H = 9.63 \text{ m}$ と Δt の影響がほとんどみられないが、一方 Janssen 式では $\Delta t = 10$ 分で $H = 10.0 \text{ m}$ 、 $\Delta t = 5$ 分で $H = 9.24 \text{ m}$ と波高にかなり差を生じることを追記する。

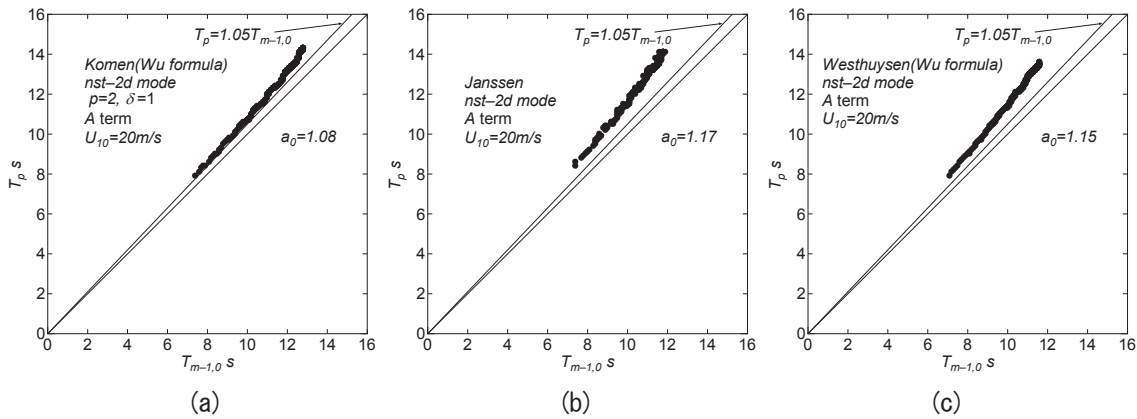


Figure A2 Relation between T_p and $T_{m-1,0}$ obtained under 20 m/s wind speed condition ($t=48 \text{ h}$) using *nst-2d* mode of SWAN with any of (a) Komen formulation ($\delta = 1$) and Wu C_d formula, (b) Janssen formulation and (c) Westhuysen formulation and Wu C_d formula.

2. 2 次式表示の C_d 式に基づく検討

風速を $U_{10} = 5 \sim 60 \text{ m/s}$ の 7 種類とした場合の本文 6. における非定常 2 次元 (*nst-2d*) 計算において Wu 公式に代えて Zijlema ら^[16]による 2 次式表示の C_d 式を採用した場合の結果を以下で述べる。計算条件は本文の 6. に述べている。 $U_{10} = 20 \text{ m/s}$ に対する結果は上述の 1. で与えている。

Fig. A3 は 7 種類の風条件に対して得た T_p と $T_{m-1,0}$ の関係を示す。これらは勾配値 $a_0 = 1.08$ の直線で近似され、経験的に得られた $T_p = 1.05T$ ($\approx 1.05T_{m-1,0}$)ともかなり近い。

Fig. A4 は (a) ε^* と F^* の関係、(b) f_p^* と F^* の関係、(c) $\varepsilon^* f_p^{*3}$ と F^* の関係、(d) B_T と F^* の関係、(e) \tilde{H} ($= gH/U_{10}^2$)と \tilde{F} ($= gF/U_{10}^2$)の関係、(f) $\tilde{T}_{m-1,0}$ ($= gT_{m-1,0}/U_{10}$)と \tilde{F} の関係を示す。(a), (b), (c), (d) 図に

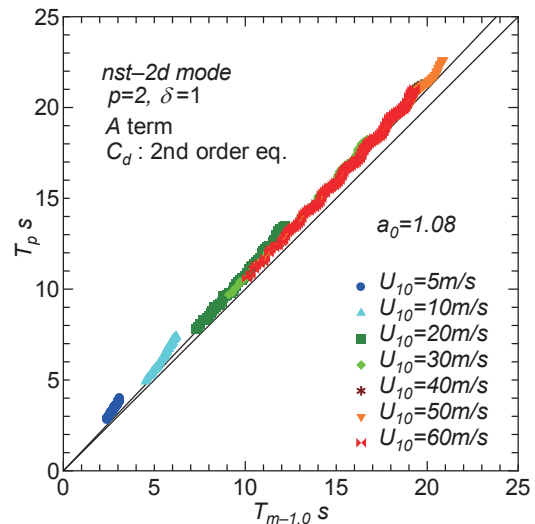


Figure A3 Relation between T_p and $T_{m-1,0}$ obtained under 7 wind speed conditions using *nst-2d* mode of SWAN with ($\delta = 1$ and 2nd order polynomial for C_d).

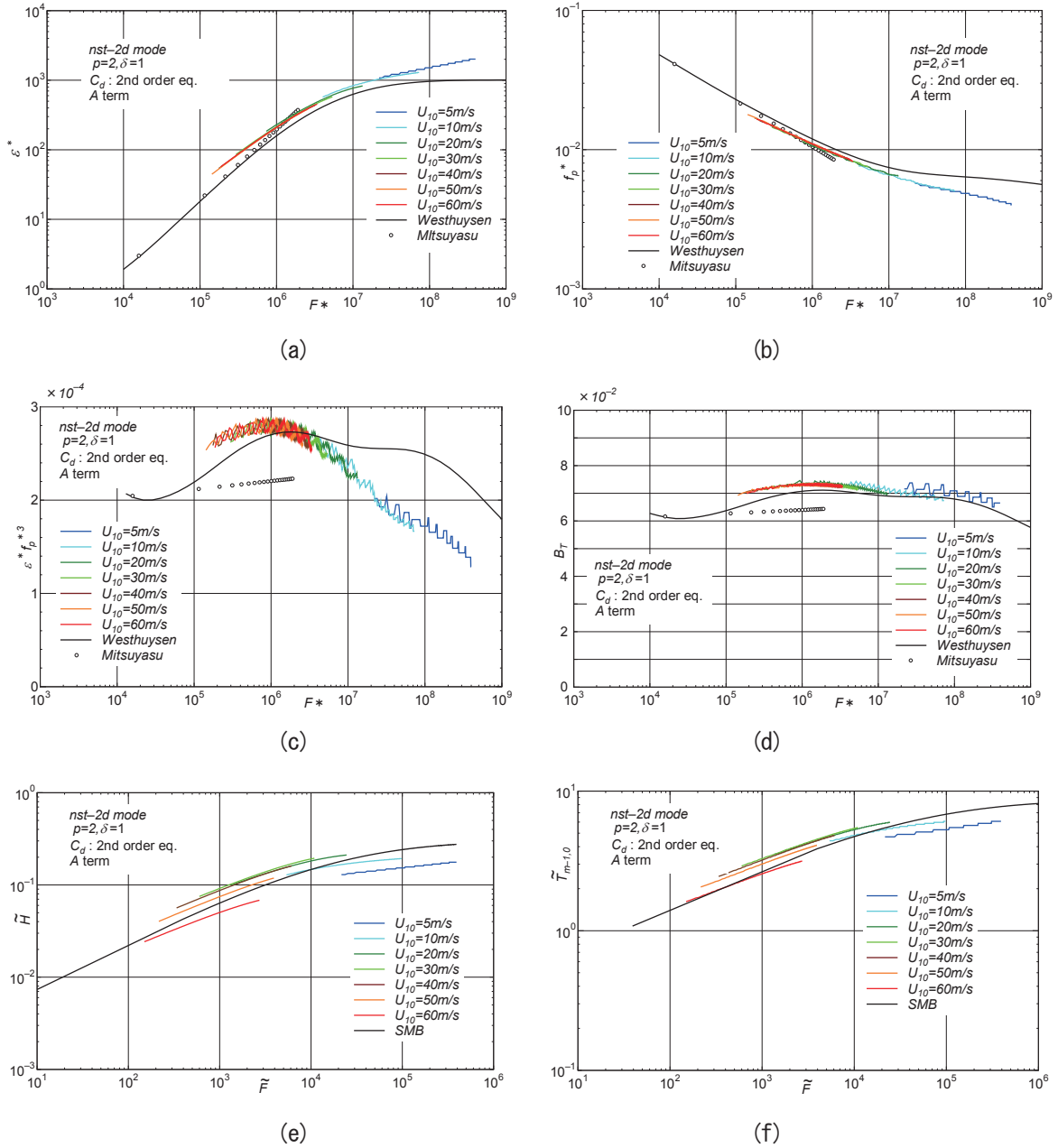


Figure A4 Relations between (a) ε^* and F^* , (b) f_p^* and F^* , (c) $\varepsilon^* f_p^{*3}$ and F^* , (d) B_T and F^* , (e) \tilde{H} and \tilde{F} and (f) $\tilde{T}_{m-1,0}$ and \tilde{F} based on *nst-2d* mode of SWAN with $\delta = 1$ and 2nd order polynomial for C_d under wind speed condition of any of 5m/s, 10m/s, 20m/s, 30m/s, 40m/s, 50m/s and 60m/s ($t=96$ h for $U_{10}=5$ m/s, 10m/s and $t=48$ h for 20 m/s to 60 m/s).

は Westhuysen ら^[3]の結果に対するスプライン近似曲線と Mitsuyasu^[17]による経験式を、(e)、(f)図には Wilson^[11]の SMB 法に基づく結果、を与える。ここで、Mitsuyasu^[17]による経験式は

$$H^* = 5.24 \times 10^{-2} F_*^{0.504}, T_p^* = 1.00 F_*^{0.330}; F_* = 1.6 \times 10^4 \sim 2 \times 10^6 \quad (10)$$

であり、これから次式が得られる (山口ら^[18])。

$$\varepsilon^* = 1.716 \times 10^{-4} F_*^{1.008}, f_p^* = 1.00 F_*^{-0.330}, \varepsilon^* f_p^{*3} = 1.716 \times 10^{-4} F_*^{0.018}, B_T = 5.64 \times 10^{-2} F_*^{0.009}; F_* = 1.6 \times 10^4 \sim 2 \times 10^6 \quad (11)$$

これらによると、風速 U_{10} によらず F_* とともに (a)図の ε^* は増大、(b)図の f_p^* は減少し、いずれもほぼ1本の包絡線で表される。Westhuysen ら^[3]のスプライン近似曲線と比べて包絡線は(a)図の ε^* では大きく、(b)図の

f_p^* はやや小さい。これらの挙動は Wu 公式を用いる場合と定性的にのみならず定量的にも対応する。また、(c) 図の $\varepsilon^* f_p^{*3}$ や (d) 図の B_T の F^* に伴う挙動も Wu 公式による場合と類似する。この場合、 B_T は 0.067~0.074 をとり、 F^* とともに若干変化するだけで、本文 6. の結果とあまり変わらない。これは、同一の U_{10} に対して Wu 公式より 2 次式による u_* が小さいため F^* と ε^* は大きく f_p^* は小さくなり、この結果、 ε^* 、 f_p^* 、 $\varepsilon^* f_p^{*3}$ 、 B_T と F^* の関係では位置関係が両公式の場合にあまり変わらないことによる。つまり、これら諸量と F^* の関係は C_d 式に関して Wu 公式か 2 次式かの影響をほぼ受けない。なお、Mitsuyasu^[17] の経験式のうち f_p^* は Westhuysen ら^[9] の結果に対するスプライン近似曲線よりやや小さい値をとるため、 $\varepsilon^* f_p^{*3}$ や B_T に対して差が拡大する。

一方、(e) 図の \tilde{H} および (f) 図の $\tilde{T}_{m-1,0}$ は \tilde{F} とともに増加するものの、 U_{10} ごとに異なる値をとり、本文 6. の挙動と同じく u_* 表示の場合のように一本の包絡線にまとまらない。すなわち、(e) 図の \tilde{H} や (f) 図の $\tilde{T}_{m-1,0}$ は同一の \tilde{F} に対して $U_{10} \leq 20$ m/s までは増加し、 $U_{10} = 30$ m/s でそれほど変わらず、 $U_{10} = 40$ m/s で少し減少し、 $U_{10} \geq 50$ m/s で高風速時ほど急減する。これは $U_{10} \geq 31.6$ m/s で減少する 2 次式表示の C_d 式の特徴を反映する。SMB 法との対応も本文 6. の結果とあまり変わらないが、平均的には SMB 法の曲線に近づいている。

以上のように、Komen による風波の発達・減衰の定式化において 2 次式表示の C_d を用いる場合には Wu 公式による C_d を用いる場合に比べて同一の U_{10} に対する u_* を小さく評価することから、 ε (あるいは H) や T_p もより小さい値を与えるが、 u_* に基づく無次元量 ε^* や T_p^* (あるいは f_p^*) では両 C_d 式の相違は見掛上ほぼ現れないと言える。

ついで、Fig. A5 は吹送距離 F をパラメータとした (a) $\varepsilon f_p^3/g$ (単位 m/s) と U_{10} (m/s) の関係、(b) $\varepsilon f_p^3/g U_{10}$ (無次元) と U_{10} (m/s) の関係を C_d に対して 2 次式と本文 6. で述べた Wu 公式の場合にそれぞれ表す。 C_d の 2 次式公式の場合、 $\varepsilon f_p^3/g$ は U_{10} とともに増加したのち、 $U_{10} \geq 40$ m/s であまり変わらない。正確には、 $U_{10} = 50$ m/s でピークをとり、 $U_{10} = 60$ m/s で減少する。これは 2 次式公式の特性をまさに反映する。ただし、同一の風速 U_{10} に対して F の影響が有意な大きさを伴い、 F の増大とともに $\varepsilon f_p^3/g$ が大きくなるが、 $F \geq 250$ km では若干減少する。一方、Wu 公式の場合 $\varepsilon f_p^3/g$ は U_{10} とともに単調増加する。10 m 高度換算風速 70 m/s に達する高速風洞水槽での実験に基づく Takagaki ら^[13] の結果では、 $U_{10} > 33.5 \sim 35$ m/s に対して $\varepsilon f_p^3/g$ は $(1.9 \sim 2.6) \times 10^{-4}$ の範囲で平均値 2.27×10^{-4} をとることが示されているが、SWAN による計算結果では 2 次式公式の場合でも $U_{10} \geq 40$ m/s で $\varepsilon f_p^3/g$ は $(2.7 \sim 6) \times 10^{-4}$ の範囲で平均値 4×10^{-4} を与える程度であり、限界風速および限界 $\varepsilon f_p^3/g$ とともに Takagaki ら^[13] の結果よりかなり大きい。しかも Takagaki ら^[13] の結果では $\varepsilon f_p^3/g$ の限界値 (2.27×10^{-4} ; $U_{10} > 33.6$ m/s) と C_d の限界値 (2.55×10^{-3} ; $U_{10} > 33.6$ m/s) が 1 : 1 の関係にあることから、 $U_{10} (> 31.5$ m/s) の増加とともに C_d が減少する 2 次式公式に基づく SWAN の結果とは整合しない。さらに、(b) 図の $\varepsilon f_p^3/g U_{10}$ と U_{10} の関係もその挙動に関して Takagaki ら^[13] の結果と整合する特性を示さない。

以上のように、 $U_{10} = 31.6$ m/s でピーク値 2.03×10^{-3} をとる 2 次式表示の C_d 式を用いた SWAN による計算結果は u_* 表示では、 ε^* 、 f_p^* 、 $\varepsilon f_p^3/g$ 、 B_T に関して $C_d = 2.55 \times 10^{-3}$ を上限値する Wu 公式による結果と定性的のみならず定量的にも符合する挙動を示すが、 U_{10} 表示では $U_{10} \geq 40$ m/s の高風速時に異なる挙動を与え、風波の発達が抑制される (波高 H や周期 $T_{m-1,0}$ の減少)。また、SWAN による計算結果は $U_{10} > 33.6$ m/s の高風速時に $\varepsilon f_p^3/g$ がほぼ一定値をとるといふ Takagaki ら^[13] の実験結果と定性的に対応するようにみえなくもない。しかし、Takagaki ら^[13] の結果では $U_{10} \geq 33.6$ m/s の領域で $\varepsilon f_p^3/g = 2.27 \times 10^{-4} (= \text{const})$ と $C_d = 2.55 \times 10^{-3} (= \text{const})$ が表裏一体の関係にあるので、SWAN による計算条件および結果と必ずしも整合しない。

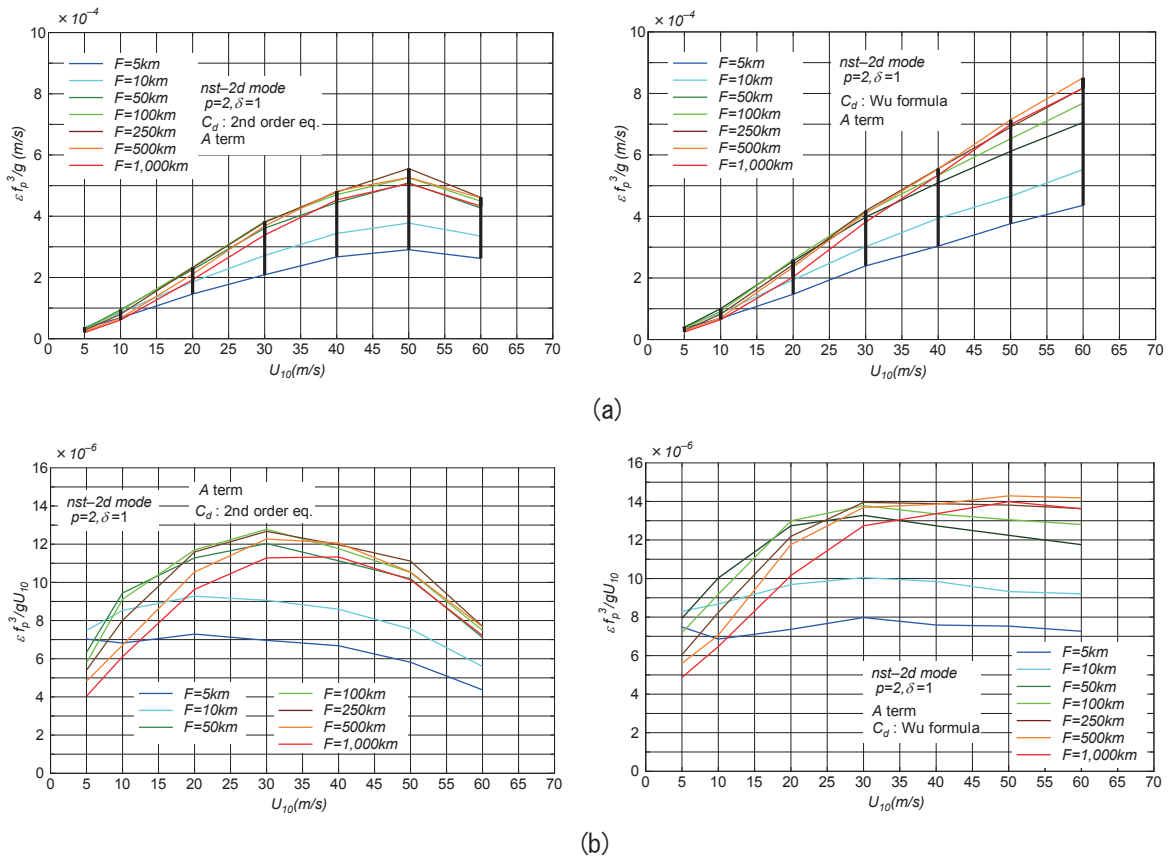


Figure A5 Relations between (a) $\varepsilon f_p^3/g$ and U_{10} with a parameter of F and (b) $\varepsilon f_p^3/gU_{10}$ and U_{10} with a parameter of F obtained under 7 wind speed conditions of $U_{10} = 5$ m/s, 10 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 40 m/s, 50 m/s and 60 m/s using *nst-2d* mode of SWAN with $\delta = 1$, in cases where either the 2nd order polynomial formula or the Wu formula for C_d evaluation is applied ($t=96$ h for $U_{10}=5$ m/s, 10 m/s and $t=48$ h for 20 m/s to 60 m/s).

3. Westhuysen の定式化に基づく検討

ここでは、風速を $U_{10} = 5 \sim 60$ m/s の 7 種類与え、波の発達項と減衰項を Westhuysen ら^[3]の定式化、 C_d を Zijlema ら^[16]の 2 次式とした SWAN による計算結果を述べる。Fig. A6 は T_p と $T_{m-1,0}$ の関係を表す。各資料値の平均的な勾配値 a_0 は 1.13 であり、Komen の定式化において $p = 2$, $\delta = 0$ とした場合の $a_0 \approx 1.2$ と $p = 2$, $\delta = 1$ とした場合の $a_0 \approx 1.07$ の中間の値をとる。

Fig. A7 は (a) ε^* と F_* , (b) f_p^* と F_* の関係、(c) $\varepsilon^* f_p^{*3}$ と F_* , (d) B_{T_p} と F_* , (e) B_T と F_* , (f) \tilde{H} と \tilde{F} の各関係を表す。これらの特性は本文の Fig. 12 と Fig. 15 や付録の Fig. A4 で示した結果とほとんど変わらない。すなわち、 ε^* は Westhuysen ら^[3]に与えられた SWAN の default 値による結果に対するスプライン曲線や Kahma・Calkoen^[8]の経験式よりやや大きく、 f_p^* はやや小さい。 $\varepsilon^* f_p^{*3}$ やその平方根の 4 倍値である B_{T_p} は F_* とともに増加して $F_* = 10^6$ 付近でピーク値をとったのち減少す

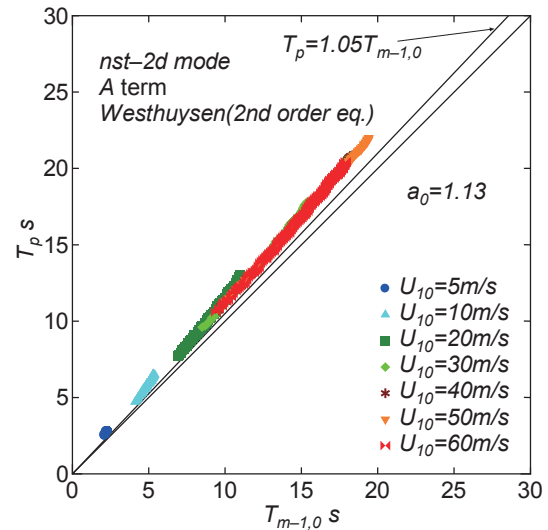


Figure A6 Relation between T_p and $T_{m-1,0}$ obtained under 7 wind speed conditions using *nst-2d* mode of SWAN with Westhuysen's formulation and 2nd order polynomial for C_d .

る。Toba 定数にあたる B_T は同様の増減挙動を示すものの、その変化は小さい。加えて、 \tilde{H} の各曲線は SMB 法の曲線の回りに集まるなどの特徴が指摘される。しかし細かくみると、 ε^* は $F_* > 10^7$ では SWAN の default 値に基づくスプライン曲線に漸近し、 $\varepsilon^* f_p^{*3}$ や B_{Tp} の値は $F_* < 10^6$ では当該スプライン曲線や Kahma・Calkoen^[8]の経験式に、より近い値をとる。また、 B_T は F_* に関しての変化が小さいものの、その値は既出の値より 10%程度大きく 0.071~0.078 をとる。さらに、 \tilde{H} の \tilde{F} に伴う挙動は U_{10} ごとに別々の値をとり、1本の曲線にまとまらない。

以上のように、Westhuysen ら^[3]の定式化による場合にも ε^* 、 f_p^* 、 $\varepsilon^* f_p^{*3}$ 、 B_{Tp} 、 B_T の F_* に関する挙動は前出の結果と変わらないが、細部においては多少の相違もみられる。これは \tilde{H} と \tilde{F} の関係についても言える。

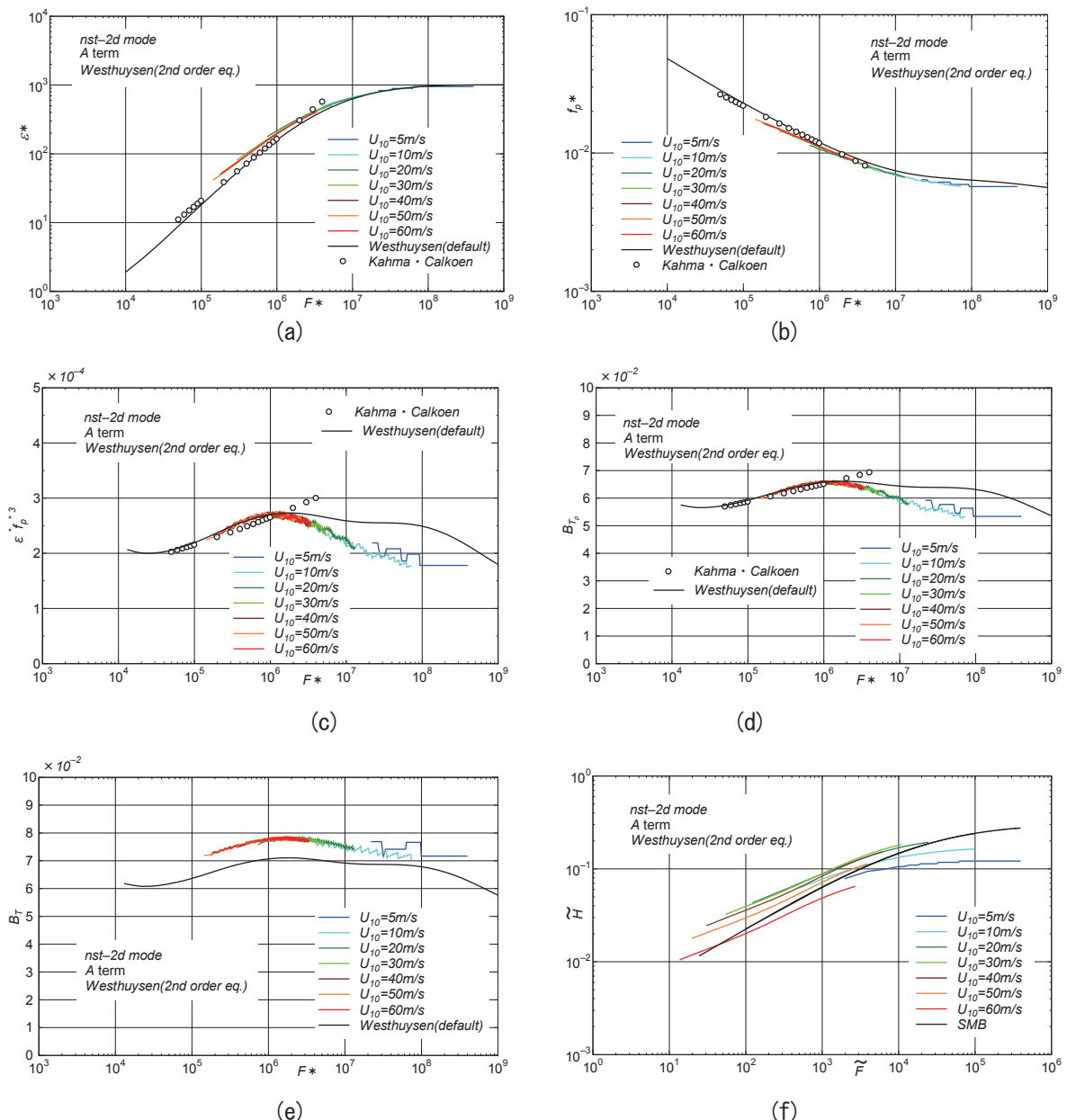


Figure A7 Relations between (a) ε^* and F_* , (b) f_p^* and F_* , (c) $\varepsilon^* f_p^{*3}$ and F_* , (d) B_{Tp} and F_* , (e) B_T and F_* and (f) \tilde{H} and \tilde{F} based on *nst-2d* mode of SWAN with Westhuysen's formulation and 2nd order polynomial for C_d under wind speed condition of any of $U_{10} = 5\text{m/s}$, 10m/s , 20m/s , 30m/s , 40m/s , 50m/s and 60m/s ($t=96$ h for $U_{10}=5$ m/s, 10m/s and $t=48$ h for 20 m/s to 60 m/s).

4. 非定常2次元 (nst-2d) モード計算における Δx の影響

本文4. では ε^* や f_p^* に及ぼす Δx の影響を調べた Westhuysen ら⁸⁾の結果に対する追計算と確認作業 ($U_{10} = 10 \text{ m/s}$) を定常2次元 (st-2d) モード計算および定常1次元 (st-1d) モード計算に基づいて行った。ここでは、非定常モードにおいて Δx の影響をみるために、 $U_{10} = 30 \text{ m/s}$ として非定常2次元モード計算 (nst-2d; A項あり, Wu 公式, $C_d \leq 2.55 \times 10^{-3}$, Komen による発達項, 減衰項の係数は $p=2, \delta=1$) を $\Delta x = 5 \text{ m}, 50 \text{ m}, 500 \text{ m}, 5 \text{ km}, 50 \text{ km}$ の5ケースについて行う。Table A1 は各ケースに対する計算条件 (Δx : 空間間隔, Δt : 時間間隔, t_e : 全吹送時間, N_t : 計算回数, $f_{min} \sim f_{max}$: 最低・最大周波数, N_f : 周波数の個数) を与える。方向データ数は間隔を $\Delta\theta = 10^\circ$ として36個である。 $U_{10} = 30 \text{ m/s}$ としたのは高風速条件での ε^* や f_p^* の挙動を調べるとともに、定常状態に至るまでの計算時間を短縮するためである。

Table A1 A list of wave computation condition used by SWAN-St.

Δx	Δt	N_t	t_e	$f_{min} \sim f_{max}$	N_f
5 m	4 s	360	24 min	0.02~5.0 Hz	59
50 m	20 s	360	2 hr	0.02~3.0 Hz	59
500 m	2 min	300	10 hr	0.02~2.0 Hz	51
5 km	10 min	288	48 hr	0.02~1.0 Hz	43
50 km	30 min	288	144 hr	0.02~1.0 Hz	43

Fig. A8 は各 Δx に対して $\varepsilon^*(=g^2\varepsilon/u_*^4)$ および $f_p^*(=u_*f_p/g)$ を $F_*(=gF/u_*^2)$ との関係として示したものであり、これまでと同様に始発境界端における数値的な擾乱の影響を避けるために、 F_* の小さい方から10個の資料を省いている。この操作によって、各 Δx に対する ε^* および f_p^* の資料値はいずれもおおむね1本の曲線上にプロットされる。すなわち、 ε^* や f_p^* に及ぼす Δx の影響はあまりみられない。また、これらの曲線は現地観測資料に基づく Kahma・Calkoen⁸⁾の経験式による結果 (○印) より ε^* に対してはやや大きく、 f_p^* に対してはやや小さい。

Fig. A9 は各 Δx に対する T_p と $T_{m-1,0}(\approx T)$ の関係を図示したものであり、その平均的な挙動は $T_p > 25 \text{ s}$ の部分を除いて $T_p = 1.07T_{m-1,0}$ で近似される。つまり、 ε^* や f_p^* と F_* の関係が Kahma・Calkoen⁸⁾の経験式より大きい値を示す本文中の事例 (Fig. 13) と同様に、 T_p と $T_{m-1,0}$ の間の係数は経験式 $T_p = 1.05T (= 1.05T_{m-1,0})$ における係数 (1.05) に近い値をとる。

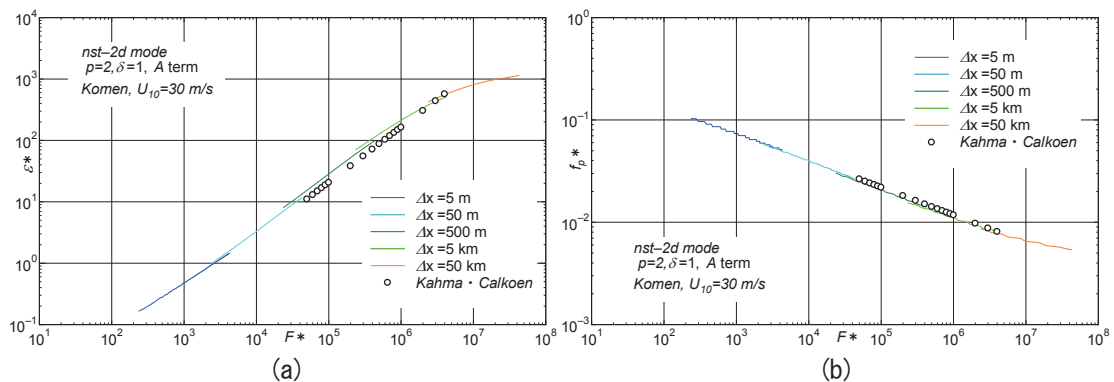


Figure A8 Relations between (a) ε^* and F^* and (b) f_p^* and F^* based on nst-2d mode of SWAN with A term and $\delta=1$ under space increment condition of any of $\Delta x = 5 \text{ m}, 50 \text{ m}, 500 \text{ m}, 5 \text{ km}, 50 \text{ km}$, in cases where wind speed U_{10} is 30 m/s.

Fig. A10 は種々の条件下での SWAN による計算から得られた ε^* および f_p^* と F_* の関係に対するスプライン曲線近似式および Kahma・Calkoen^[8] の経験式に基づく値 (○印) を与える。各曲線はつぎの結果に対応する。

- ① Komen の減衰式 ($p=2, \delta=1$) で C_d を Wu 式による計算 (赤線)
 - ② Komen の減衰式 ($p=2, \delta=1$) で C_d を Zijlema ら^[16] の 2 次式による計算 (黒の点線)
 - ③ Westhuysen の発達・減衰式で C_d を Zijlema ら^[16] の 2 次式による計算 (青の点線)
 - ④ Komen の減衰式 ($p=2, \delta=1$) で $U_{10}=30$ m/s とし Δx を 5 種類変えた場合の C_d を Wu 式による計算 (濃緑色の実線)
- (ここまでの①~④は *nst-2d* モード計算による。①~③では $F_* \approx (5\sim 15) \times 10^4 \sim 4 \times 10^8$, ④では $F_* = 3 \times 10^3 \sim 4 \times 10^7$)
- ⑤ Komen の減衰式 ($p=2, \delta=0$; default 値) で $U_{10}=10$ m/s に対する Westhuysen らの結果 (黒線; Westhuysen default)

⑥ Westhuysen らの発達・減衰式で $U_{10}=10$ m/s に対する Westhuysen らの結果 (淡赤色の実線; Westhuysen10)

⑦ Westhuysen らの発達・減衰式で $U_{10}=20$ m/s に対する Westhuysen ら^[19] (Fig. 6) の結果 (緑線; Westhuysen20)

(以上の⑤~⑦は *st-2d* or *st-1d* モード計算による。 $F_* = 10^4 \sim 10^9$)

ここから 1) 非常常 2 次元 (*nst-2d*) モード計算に基づく ε^* および定常 2 次元 (*st-2d*) モード計算と定常 1 次元 (*st-1d*) モード計算に基づく ε^* はそれぞれ集まってプロットされるが, *nst-2d* モード計算の場合の $\varepsilon^*(f_p^*)$ が *st-2d* あるいは *st-1d* モード計算の場合の $\varepsilon^*(f_p^*)$ より若干大きい (小さい) ことや, *st-2d* あるいは *st-1d* モード計算の場合の結果が Kahma・Calkoen^[8] の経験式による結果に近いことがわかる。なお, T_p と $T_{m-1,0}$ の間の係数は *nst-2d* モード計算の場合に 1.05 に近い値をとる。また, ⑥ $U_{10}=10$ m/s と ⑦ $U_{10}=20$ m/s に対する定常 2 次元 (*st-2d*) モードの SWAN による計算結果はほぼ符合しており, ε^* や f_p^* に及ぼす U_{10} の影響は実質的にみられない。これは Westhuysen ら^[3] と Westhuysen^[19] の各論文から再録したそれぞれの資料値 (ス

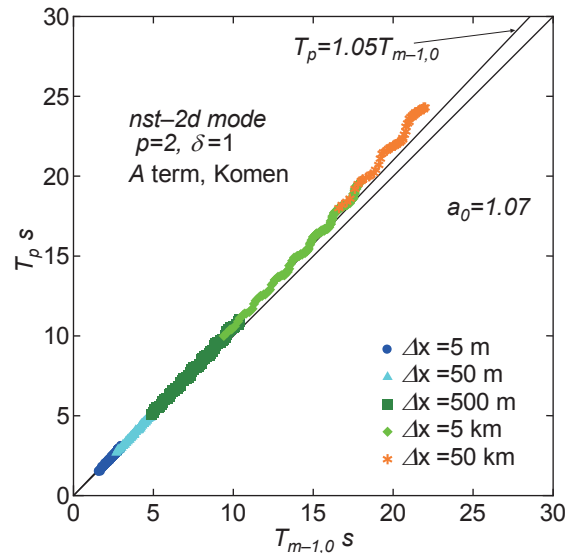


Figure A9 Relation between T_p and $T_{m-1,0}$ obtained under 5 space increment conditions using *nst-2d* mode of SWAN with A term and $\delta=1$, in cases where wind speed U_{10} is 30 m/s.

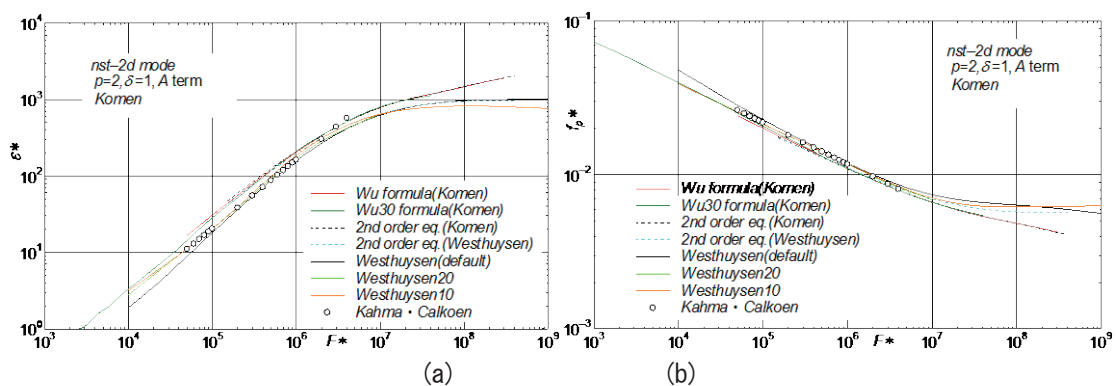


Figure A10 Spline curves fitted to relation between (a) ε^* and F_* and (b) f_p^* and F_* obtained by SWAN with various conditions, and full circle plots based on Kahma・Calkoen^[8] empirical relation.

プライン近似曲線) を Fig. A10 に示すように同時作図することにより明らかになった結果であり、第3世代波浪推算モデルにおいて風速の影響を検討した既往の研究結果の参考文献[10]に次ぐ2例目にあたる。

以上の結果を再度まとめると、つぎのことが言える。

- 1) *nst-2d* モード計算においても ε^* や f_p^* に及ぼす Δx の影響は小さい。
- 2) *nst-2d* モード計算では *st-2d* (*st-1d*) モード計算より ε^* が大きく、 f_p^* が小さい。また、*st-2d* (*st-1d*) モード計算の結果が Kahma・Calkoen^[8]の経験式に基づく結果に近い値を与える。
- 3) T_p と $T_{m-1,0}$ の間の係数は *nst-2d* モード計算の場合に 1.05 より若干大きい 1.07~1.08 をとるが、*st-2d* (*st-1d*) モード計算では 1.2 に達する。

5. 観測資料に基づく fetch law

欧米の研究者による論文では、一様風条件下での風波に関する fetch law として現地観測資料に基づく Kahma・Calkoen^[8]の経験式が引用されることが多い。一方、わが国では実験資料に基づく Mitsuyasu^[17]の経験式が用いられる。こうした事情から、ここでは前出の結果と重複するけれども、両者の結果を対比しながら、その内容を述べる。まず Kahma・Calkoen^[8]の経験式は式(3)で表される。

$$\varepsilon^* = 6.5 \times 10^{-4} F_*^{0.9}, \quad f_p^* = 0.49 F_*^{-0.27}; \quad F_* = 5 \times 10^4 \sim 4 \times 10^6 \quad (12)$$

これらは無次元有義波高 H^* と無次元ピーク周期 T_p^* の表示では次式になる。

$$H^* = 1.02 \times 10^{-1} F_*^{0.45}, \quad T_p^* = 2.04 F_*^{0.27} \quad (13)$$

ここに、 $H^* = gH/u_*^2$ 、 $T_p^* = u_* T_p/g$ である。一方、Mitsuyasu^[17]の経験式は式(10)および式(11)に与えられる。これらを改めて示せば、次式である。

$$H^* = 5.24 \times 10^{-2} F_*^{0.504}, \quad T_p^* = 1.00 F_*^{0.330}; \quad F_* = 1.6 \times 10^4 \sim 2 \times 10^6 \quad (14)$$

$$\varepsilon^* = 1.716 \times 10^{-4} F_*^{1.008}, \quad f_p^* = 1.00 F_*^{-0.330} \quad (15)$$

Kahma・Calkoen^[8]の式と Mitsuyasu^[17]の式では、対応する係数やべき数および適用範囲が若干異なる。

ついで、波高と周期の 3/2 乗則の形で表せば、 $T_p = 1.05T$ 、 $T^* = u_* T/g$ (T : 有義波周期) として、Kahma・Calkoen^[8]の式では、

$$B_{T_p} = H^* T_p^{*-3/2} = 3.50 \times 10^{-2} F_*^{0.045}, \quad B_T = H^* T^{*-3/2} = 3.76 \times 10^{-2} F_*^{0.045} \quad (16)$$

Mitsuyasu^[17]の式では、

$$B_{T_p} = H^* T_p^{*-3/2} = 5.24 \times 10^{-2} F_*^{0.009}, \quad B_T = H^* T^{*-3/2} = 5.64 \times 10^{-2} F_*^{0.009} \quad (17)$$

で表される。 B_T は Toba 定数と呼ばれ、 $B_T = 0.062$ をとるとされるが、Kahma・Calkoen^[8]の式および Mitsuyasu^[17]の式のいずれも無次元吹送距離 F_* に依存する係数を与える。しかし、 F_* への依存性は Kahma・Calkoen^[8]の式では $F_*^{0.045}$ 、Mitsuyasu^[17]の式では $F_*^{0.009}$ となり、両式ともに全体としては弱いとは言え、Kahma・Calkoen^[8]の式で相対的に強い。Kahma・Calkoen^[8]の式に基づく式(16)の第1式はこれを2乗後16で割ることにより

$$\varepsilon^* f_p^{*3} = 7.65 \times 10^{-5} F_*^{0.090} \quad (18)$$

Mitsuyasu^[17]による式(17)の第1式も同様に

$$\varepsilon^* f_p^{*3} = 1.72 \times 10^{-4} F_*^{0.018} \quad (19)$$

と書き換えられる。

引用文献 (付録)

- [19] Van der Westhuysen, A.J. : Spectral modeling of wave dissipation on negative current gradients, Coastal Eng., 68, pp.17-30, 2012.