

風による進行波の発達・減衰特性に関する数値解析

Numerical Calculations of Wave Growth and Decay Rates due to Wind

喜岡 渉¹・加藤寛之²・北野利一³

Wataru KIOKA, Hiroyuki KATOH and Toshikazu KITANO

The turbulent air flow over water waves with varying wave slope, wave age and the Reynolds number is investigated using LES at both relatively low and high Reynolds numbers. For the present study, attention will also be paid to the case where waves propagate away from a storm into areas of lighter winds. The wave growth rates for the slow moving waves are found to depend strongly on wave slope while the decay rates for the fast moving waves are almost independent of wave slope. The critical value of wave age that marks this transition increases at the high Reynolds number.

1. はじめに

風域を進行する波は、風から波へエネルギーが輸送されることにより発達するが、十分に発達し波齢がある程度以上に大きくなると、波面での圧力抵抗は負となり、エネルギー輸送は逆向きに行われることにより波は減衰する。こうした発達・減衰特性を定量的に把握しておくことは、白波砕波によるエネルギー逸散および非線形エネルギー輸送量の評価とともに、比較的長距離にわたる波浪伝播変形を精度よく予測する上で重要である。しかしながら、風波の発達・減衰特性は十分に明らかにされておらず、一般に現地波浪データによる発達率は風波に関する1個のパラメータのみに対しては大きくばらついている(例えばPlant, 1982)。

最近になりSullivanら(2000)および木原ら(2005a, b)は、風波が形を変えないで一定速度で進む一様波列上の気流乱流場を3次元DNSにより調べ、気流の乱流構造、平均流速および波の発達率は、波速 c と気流の界面摩擦速度 u^* の比である波齢 c/u^* に強く依存することを示している。本研究では、十分に発達した波が再び風の影響を受ける場合、すなわち波形勾配が大きく、波齢 c/u^* が比較的大きい波を中心に、波面上の気流乱流特性を3次元LESにより調べ、気流からの波へのエネルギー輸送率を評価し、発達・減衰率を支配するパラメータについて明らかにしようとするものである。

2. LESによる数値計算方法

本計算で対象とした計算領域は、図-1に示すように、

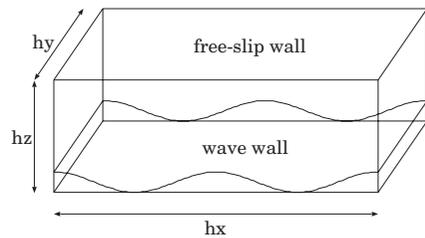


図-1 計算領域

波の波長を L として主流方向 hx 、スパン方向 hy 、鉛直方向 hz それぞれを $(hx, hy, hz) = (2, 1, 1.5)L$ とした3次元領域で、低レイノルズ数での計算においては計算領域を拡大させた $(hx, hy, hz) = (4, 1.5, 2)L$ を用いた。上面にはすべり境界条件を、主流方向およびスパン方向にはそれぞれ周期境界条件を適用した。底面には、進行波の波速 c で進む移動座標系 $x' = x - ct$ を用いてスパン方向に一樣な2次元進行波形の流体壁を設置し、ストークス第2次近似解による水粒子速度成分 u_0, w_0 を波状壁面上の境界条件として与えた。気流乱流の計算にはLES-IB (Immersed Boundary) 法(池野・梶島, 2004)を用いた。領域にはデカルト座標系を用いて、主流方向、スパン方向は等間隔格子を、鉛直方向は波面で密になる不等間隔格子を用い、格子数は高レイノルズ数のケースで $96 \times 64 \times 80$ と設定した。

そのほかの計算条件は、波形勾配 ak と壁レイノルズ数 $Re_\tau = u^*L/\nu$ の設定を除いて、DNSを用いた木原ら(2005b)と同様である。気流は主流方向の圧力勾配により駆動するとし、気流が安定するよう常に一樣な圧力勾配を加え、統計的に定常状態となった完全発達乱流について調べた。波形勾配は $ak = 0.1, ak = 0.2, \tilde{ak} = 0.2$ の3種類、波齢 c/u^* は0~24まで4刻みの7種類とし、壁レイノルズ数 $Re_\tau = 200, 1040$ の2種類を組み合わせ合わせた計42ケースである。ここで、 $\tilde{ak} = 0.2$ は前後で波高が異なる波面であり、図-2の

1	フェロー	Ph.D	名古屋工業大学教授大学院工学研究科社会工学専攻
2		工修	(株)東京建設コンサルタント東京本社総合河川部
3	正会員	博(工)	名古屋工業大学准教授大学院工学研究科社会工学専攻

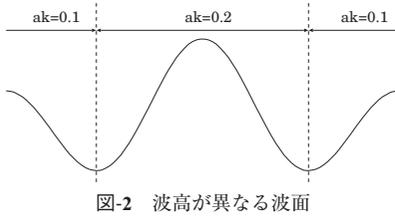


図-2 波高が異なる波面

ように $ak = 0.1, 0.2$ の波をトラフ・トゥ・トラフでつなげて作成した。振幅 a のみを変化させ波数 k は一定とすることにより、底面の波形を時間的に変化させずに計算した。また、トラフの接続付近では水粒子速度成分に移動平均をかけて、境界面流速が滑らかに変化するようにした。

波面上の気流には、主流方向に界面の波形と同じ波数 k で変化する平均流が生じる。解析にあたっては、まず計算値 $q(x, y, z, t)$ を時間変化 t とスパン方向 y で平均した位相平均量 $\bar{q}(x, z)$ と乱流成分 $q'(x, y, z, t)$ とに分けた。さらに位相平均量は、主流方向 x で平均したアンサンブル平均 $\langle q \rangle(z)$ と波状成分 $q_w(x, z)$ とに分け、検討を加えた。

3. 進行波が気流に与える影響

(1) 平均流速場と乱れ強度

図-3 に $Re_\tau = 1040$ における波頭レベルから上の平均流速の鉛直分布を示す。流速分布には強い波齢依存性が見られ、 $c/u^* < 16$ で静止水平壁面上の平均流速を下回り $c/u^* > 16$ ではそれを上回った分布になっている。対数領域で対数則 $\kappa^{-1} \ln(z/z_0)$ を適用すると、平均流速勾配を表すカルマン係数 κ は、はじめ c/u^* の増加に伴い 0.4 からどんどん小さくなり、 $c/u^* = 8.0$ で最小値 $\kappa \approx 0.26$ をとる。その後、 $c/u^* = 12$ 付近まで緩やかに増加し、 $c/u^* > 12$ で再び c/u^* の増加に伴い減少するという複雑な変化をしている。波形勾配の小さい $ak = 0.1$ では、 κ は $c/u^* = 4$ のときを除き $ak = 0.2$ のケースより常に大きい値をとる。すなわち、平均流速勾配が小さくなっている。振幅が変化する $\tilde{ak} = 0.2$ のケースでは、高波齢の $c/u^* > 16$ 領域で $ak = 0.2$ と $ak = 0.1$ のケースのほぼ中間の値をとっている。 $c/u^* < 16$ では、 $\tilde{ak} = 0.2$ の κ は $ak = 0.1$ の値に近いが、 $ak = 0.1$ のときよりも幾分大きな値をとる。

無次元粗度定数 $z_0 u^*/\nu$ は、波齢とともに増加するが、 $c/u^* = 12$ で一旦、減少する。この値は、 $ak = 0.2$ の全ケースで、 $\tilde{ak} = 0.2$ の $c/u^* = 12, 16$ を除く全ケースで、 $ak = 0.1$ では $c/u^* < 8$ のとき、rough sea 領域とされている $z_0 u^*/\nu > 2.2$ を大きく超えている。

図-4 に乱れ強度とレイノルズ応力の鉛直分布を示す。乱れ強度の分布形状は、 $kz < 2.0$ で c/u^* と ak の両方に依存して変化するが、波頂付近のバッファー層では c/u^* により強く依存した分布となっている。 $\langle u^2 \rangle / u^{*2}$ の最大値の変化は κ の変動とほぼ対応している。すなわち、 κ が小さ

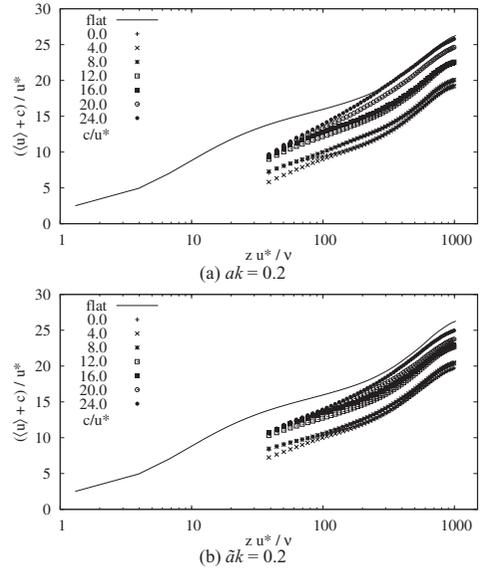


図-3 静止系に対する平均流速分布 ($Re_\tau = 1040$)

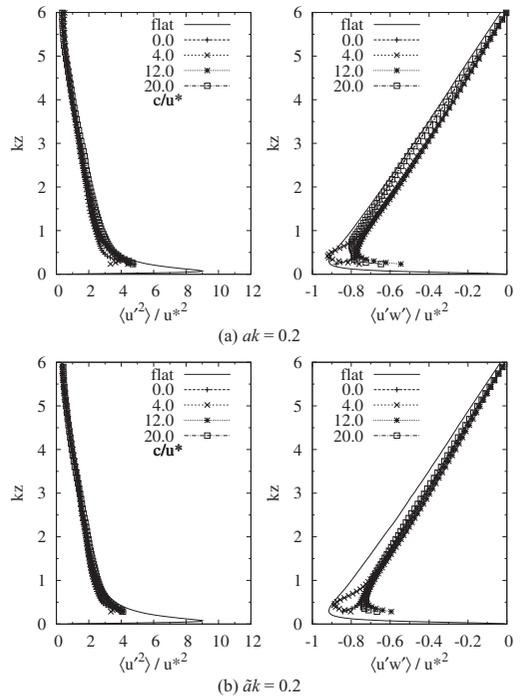


図-4 乱れ強度とレイノルズ応力の鉛直分布 ($Re_\tau = 1040$)

くバッファー層付近の平均流速勾配が急になると、より大きい乱れ強度 $\langle u^2 \rangle / u^{*2}$ を生じる。レイノルズ応力の分布形状は c/u^* により強く依存し、 c/u^* の増加に伴いピークの位置 kz が上にシフトする傾向が見られる。

(2) 空間分布

図-5 は位相平均流速ベクトルを描き、 c/u^* による気流の流れパターンを比較したものである。 $c/u^* = 8.0$ では

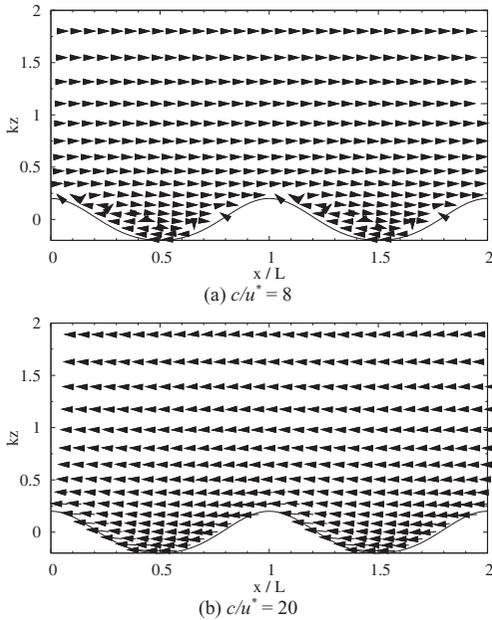


図-5 位相平均流速ベクトル ($ak = 0.2, Re_\tau = 1040$)

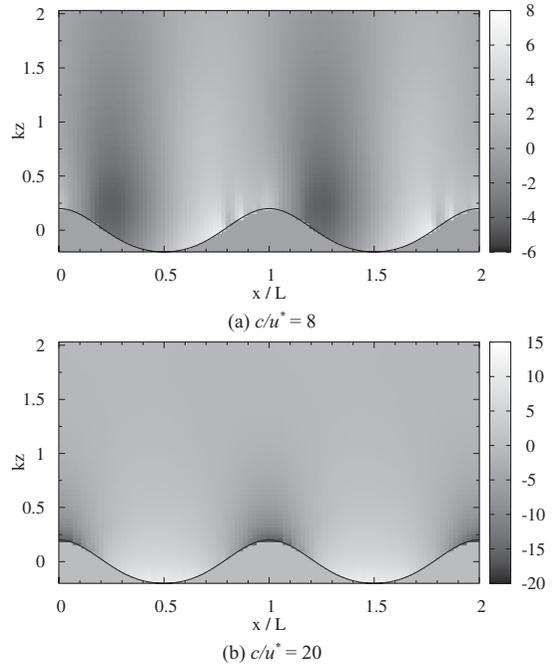


図-6 位相平均圧力分布 ($ak = 0.2, Re_\tau = 1040$)

$\bar{u}=c$ となる臨界高さ付近でcat's eyeと呼ばれる渦を形成し、その上下で流向が逆になる。 c/u^* が大きくなると臨界高さは上部へ移動し、 $c/u^* = 20$ では臨界高さは計算領域上端付近に位置する。そのため、波面上の流速は進行方向と逆向きのほぼ様な分布になっている。 cat's eyeの形を除けば、これらの特性は $Re_\tau=200$ のDNSによる木原ら (2005 a, b) の結果と一致している。

図-6にこのときの圧力の位相平均 \bar{p}/u^*2 の分布を示す。 $c/u^* = 8$ では波頭の風上側で正、風下側で負の圧力分布となり、圧力変動は鉛直上部まで伸びている。また、圧力分布は下流側に幾分傾いている。 $c/u^* = 20$ では、波の谷で正、峰で負となり、圧力変動は波面付近のみになり、上部まで及んでいない。この圧力分布パターンは $c/u^* = 16$ 付近を境に変わっている。前後で波高が異なる波面 $ak = 0.2$ の圧力分布を図-7に示す。 $c/u^* = 8$ ではより高い波に圧力変動が現れ、低い波には負圧が発生していない。また、 $c/u^* = 20$ での圧力分布は前後の低い波の影響をほとんど受けず、図-6の中央の波頭付近と同じ圧力分布となっている。

4. 波の発達と減衰

(1) 波動境界上の応力分布

波面境界上における圧力分布を $Re_\tau=1040$ のケースについて水位変動 η/a とともに図-8に示す。分布は c/u^* に強く依存しており、 $c/u^* = 4$ では波峰の上流側で最大値、下流側で最小値をとるが、 c/u^* が大きくなるにつれて最大値が発生する位相は谷へ移動する。 $c/u^* = 20$ では波谷で最大、

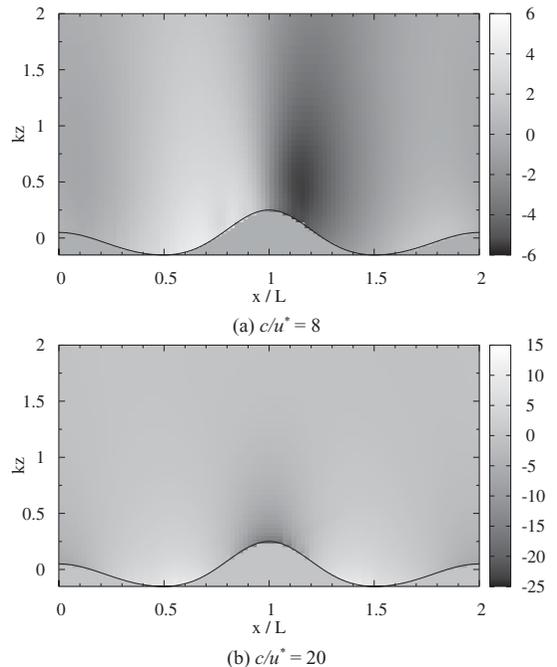


図-7 位相平均圧力分布 ($ak = 0.2, Re_\tau = 1040$)

波峰で最小となっている。振幅は、 c/u^* が大きくなるにつれて減少し、 $c/u^* = 16$ で最小となった後、再び増加する。 ak が大きくなると、 $c/u^* < 12$ では振幅が小さくなるが、 $c/u^* > 12$ では逆に振幅が大きくなる。前後で波高が異なる

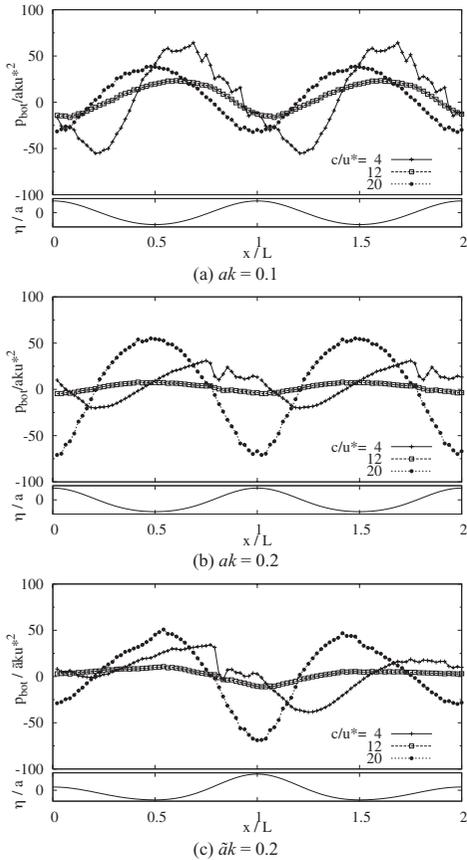


図-8 波面境界上の圧力分布 ($Re_\tau = 1040$)

$ak = 0.2$ の場合、 $c/u^* < 12$ ではより振幅が大きくなり、波高の小さい波面では負圧が発生しない。また圧力分布は波頭の上流側と下流側で非対称な形状になっている。

波面境界上におけるせん断応力 τ_{bot} は、鉛直方向の粘性応力とレイノルズ応力の和として次式から求めた。

$$\tau_{bot} = \rho\nu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) - \overline{\rho u'w'} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 ρ は空気の密度である。無次元化したせん断応力の波面境界上の分布を水位変動 η/a とともにそれぞれ $Re_\tau = 200$ および $Re_\tau = 1040$ のケースについて図-9, 10に示す。分布特性は、圧力分布と比べてより強くレイノルズ数 Re_τ に依存する。

図-9に示す $Re_\tau = 200$ の $c/u^* = 4$ では、波峰付近で最大値、谷付近で最小値をとり、 $c/u^* > 8$ ではほぼ半波長シフトして谷で最大、峰で最小となっている。振幅は c/u^* の増加にしたがって大きくなっており、 $c/u^* = 20$ では負の応力が発生している。 ak が増加すると振幅は増加し、分布は下流側へやや前傾化している。波高が異なる $ak = 0.2$ では、一様波列の $ak = 0.2$ と比較して、中央の波頭の上流

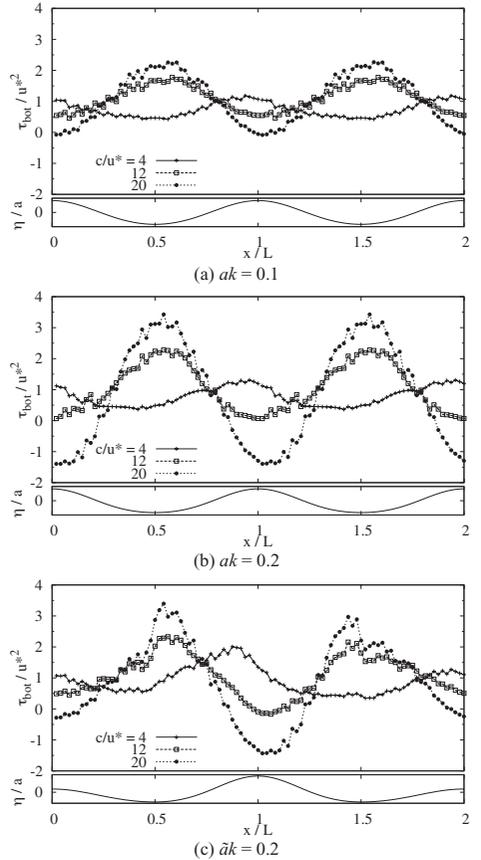


図-9 波面境界上のせん断応力分布 ($Re_\tau = 200$)

側の最大値は下流側の値より大きく現れている。レイノルズ数が大きい図-10では、粘性応力と比べレイノルズ応力がより影響を及ぼすようになるため、波峰の上流側で最小、下流側で最大となり、 c/u^* によらず位相に対してほぼ同じ分布となっている。振幅は c/u^* の増加とともに大きくなり、高波齢時には負の応力が発生している。 $Re_\tau = 200$ と同様に、 ak が増加すると振幅は増加し、下流側へ傾いた分布形状になっている。また、前後で波高が異なるケースも $Re_\tau = 200$ と同様に、中央の波頭の上流側の最大値は下流側の値と比べて幾分大きくなる。

(2) 波の発達パラメータ

気流から波へ与えられる単位時間あたりのエネルギー \dot{E} は一波長の平均 $\langle \rangle$ をとって以下から算定することができる (Cohen・Belcher, 1999)。

$$\dot{E} = \langle -p_{bot} (w_0 - \frac{\partial \eta}{\partial x} u_0) - \rho(\overline{w'w'}w_0 - \overline{u'u'} \frac{\partial \eta}{\partial x} u_0) + \tau_{bot} (u_0 - \frac{\partial \eta}{\partial x} w_0) \rangle \dots\dots (2)$$

ここで、波のエネルギー $E = 0.5\rho_w g a^2$ と角周波数 ω を用い

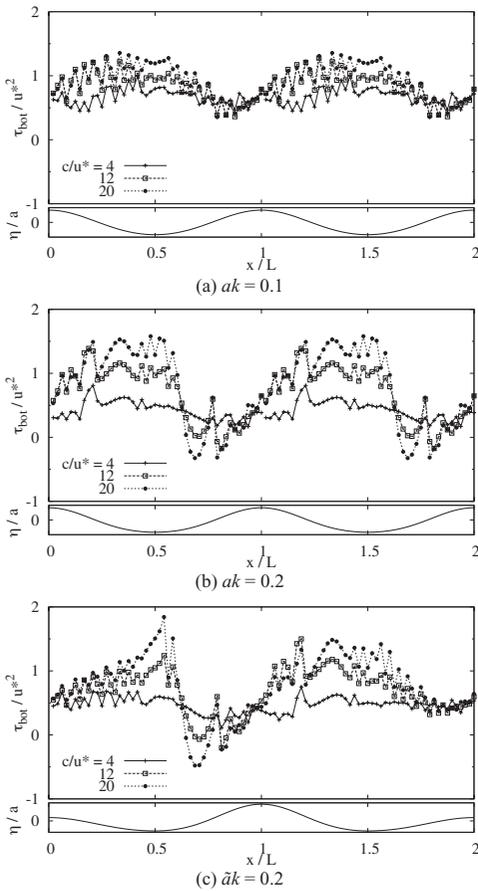


図-10 波面境界上の圧力分布 ($Re_\tau = 1040$)

て、風波の発達パラメータ β は以下で表わされる。

$$\frac{\dot{E}}{\omega E} = \frac{\rho}{\rho_w} \left(\frac{u_*}{c} \right)^2 \beta \dots\dots\dots (3)$$

上式より求めた波の発達パラメータ β を図-11, 12 に示す。 $Re_\tau = 200$ の $ak = 0.1$ を除いて、 β は c/u_* が増加するにしたがい単調減少している。 β のプラス側 (発達率), すなわち $Re_\tau = 200$ で $c/u_* < 12$ で、 $Re_\tau = 1040$ では $c/u_* < 16$ での遅い波の領域では、 β の値は $ak = 0.2$ のケースと比べて $ak = 0.1$ の方が常に大きい。前後で波高が異なるケースでは、一様波列とは逆に $ak = 0.2$ の波の一波長平均をとった $\bar{ak} = 0.2$ の方が低い波 $ak = 0.1$ の一波長平均をとった $\bar{ak} = 0.1$ と比べて大きくなっており、より大きい波の発達率が常に大きく現れる。一方、 β のマイナス側 (減衰率) については波形勾配 ak の影響をあまり受けず、 c/u_* のみの値で決まる。 Re_τ が増加すると、低波齢で Meirink・Makin (2000) の結果と同様に発達率は増加し、 c/u_* に対する変化も急になっている。一方、減衰率は逆に抑えられ変化も緩やかになっている。

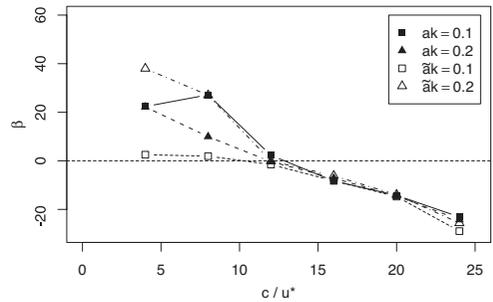


図-11 波の発達パラメータ ($Re_\tau = 200$)

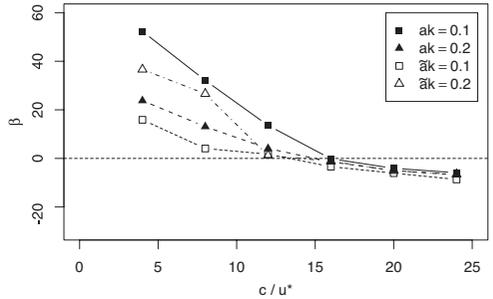


図-12 波の発達パラメータ ($Re_\tau = 1040$)

5. おわりに

波の発達パラメータ β は波齢 c/u_* 、波形勾配 ak およびレイノルズ数 Re_τ に依存し、 $Re_\tau = 200$ で $c/u_* < 12$ 、 $Re_\tau = 1040$ で $c/u_* < 16$ での遅い波の領域では、 β の値は波形勾配 ak が小さいケースの方が常に大きい。一方、早い波の領域における減衰率 β については波形勾配の影響は小さく、 c/u_* に依存する。 $\beta = 0$ となる c/u_* 、すなわち波の発達から減衰へと切り替わる c/u_* では、流速や応力分布を支配する気流乱流特性が大きく変わる。

参考文献

池野 勉・梶島岳夫 (2004): 境界埋め込み法に整合するポアソン式の差分表現, 日本機械学会論文集 (B編), 第70巻, pp.2239-2245.
 木原直人・花崎秀史・植田洋臣 (2005a): 大気・海洋間での物質交換過程に風波が及ぼす影響に関する数値的研究, 海岸工学論文集, 第52巻, pp.61-65.
 木原直人・花崎秀史・植田洋臣・水矢 亨 (2005b): 進行する風波上の流れにおける乱流構造, 日本機械学会論文集 (B編), 第71巻, pp.86-93.
 Cohen, J. E. and S. E. Belcher (1999): Turbulent shear flow over fast-moving waves, J. Fluid Mech., Vol.386, pp.345-371.
 Meirink, J. F. and V. K. Makin (2000): Modelling low-Reynolds-number effects in the turbulent air flow over water waves, J. Fluid Mech., Vol. 415, pp.155-174.
 Plant, W.J. (1982): A relation between wind stress and wave slope, J. Geophys. Res., Vol.82, C3, pp.1961-1967.
 Sullivan, P. P., McWilliams, J. C. and C.-H. Moeng (2000): Simulation of turbulent flow over idealized water waves, J. Fluid Mech., Vol. 404, pp.47-85.