

強風下の海洋表層流の輸送・乱流構造の解明とモデル化
Mass flux and turbulence structure of sea-surface
layer currents caused by strong winds

学位論文：博士(工学)甲231

2004年 3月

小笠原敏記

© Copyright 2004

安田 孝志 教授
(主 査)

藤田 裕一郎 教授
(副 査)

安里 勝雄 教授
(副 査)

篠田 成郎 教授
(副 査)

目 次

1	結 論	1
1.1	背 景	1
1.2	既往の研究	3
1.3	本論文の目的と構成	6
2	二重床風洞水槽の構築とその水理特性に関する研究	12
2.1	概 説	12
2.2	実験の概要	13
2.2.1	実験装置と実験方法	13
2.2.2	実験条件	15
2.3	一重床と二重床水槽の水理特性	17
2.3.1	波形スペクトル	17
2.3.2	水槽両端での水位差	17
2.3.3	流速ベクトルおよび平均流速の鉛直分布	18
2.3.4	流速スペクトルの鉛直分布	21
2.4	戻り流れの実態とその有用性	23
2.5	結語	24
3	海洋表層流の鉛直構造に関する研究	27
3.1	概 説	27
3.2	実験の概要	27
3.3	PIV 手法の開発	29
3.3.1	水面表層における水粒子速度場計測の問題点	29
3.3.2	2時刻粒子追跡法による風波砕波下の流れ場への適用	31
3.3.3	直接相互相関法による風波砕波下の流れ場への適用	39

3.4	水面表層における吹送流の鉛直分布	43
3.4.1	吹送流の鉛直分布と流量	43
3.4.2	吹送流の鉛直分布モデル	44
3.4.3	風波パラメータ	49
3.5	結 語	51
4	海洋表層流の乱流構造に関する研究	55
4.1	概 説	55
4.2	実験方法とその条件	56
4.3	二重床水槽における吹送流の乱流特性	57
4.3.1	流速スペクトル	57
4.3.2	下段水路出口での乱流特性	58
4.3.3	乱流エネルギー	58
4.4	砕波による乱流成分	62
4.4.1	二重床水槽による乱流成分の分離	62
4.4.2	砕波による乱流エネルギー	63
4.5	結語	65
5	気泡混入層に着目した風波砕波指標に関する研究	68
5.1	概 説	68
5.2	実験の概要	68
5.3	画像解析を用いた気泡混入部の検出	70
5.4	気泡混入層厚と水粒子速度の関係	74
5.5	風波の砕波判定指標	76
5.5.1	白波率	76
5.5.2	個々波の砕波率	78
5.6	結 語	80
6	吹送流の輸送・乱流構造に関する数値的研究	82
6.1	概 説	82
6.2	数値計算手法の概要	82
6.2.1	基礎方程式	83

6.2.2	テスト計算 — キャビティ流れ —	84
6.3	数値計算による二重床水槽の水理特性	85
6.4	海面に及ぼす碎波応力の評価について	88
6.4.1	海面の境界条件の改良	88
6.4.2	碎波による乱れエネルギー生成・散逸項の必要性	90
6.5	結 語	93
7	結 論	95
	謝 辞	99

表 目 次

2.1	一重床および二重床水槽における測点 W03 での波形諸量	15
3.1	二重床水槽における測点 W03 での波形諸量	28
3.2	各風速 U_r における風波パラメータ	49
4.1	波形諸量 (測点 W03)	56
5.1	測点 W03 での波形諸量	69
6.1	正方形キャビティ内流れに関する計算条件	84
6.2	二重床水槽に関する計算条件	85

目 次

2.1	風洞水槽の概略と測定位置	13
2.2	空気側の摩擦速度 u_{*a} と風速 U_r の関係	14
2.3	$U_r=6.7, 10.4$ および 15.1m/s における代表的な水面形状の時間変化の可視化画像	16
2.4	一重床および二重床水槽の波形スペクトルの比較	17
2.5	一重床および二重床水槽の測点 W00 および W05 での平均水位差 Δh と風速 U_r の関係	18
2.6	中層部 ($z=-22\text{cm}$) から水槽底面までの下段水路の有無による流速ベクトル分布 の比較	19
2.7	一重床水槽 ($h_c=0\text{cm}$) における平均水平流速 \bar{u} と風速 U_r の関係	20
2.8	二重床水槽 ($h_c=29\text{cm}$) における平均水平流速 \bar{u} と風速 U_r の関係	20
2.9	風速 $U_r=10.4\text{m/s}$ での各下段水路 h_c における平均水平流速 \bar{u} の鉛直分布の比較	21
2.10	一重床および二重床水槽における流速スペクトルの鉛直変化	22
2.11	各下段水路 h_c における風速 U_r と戻り流れ U_B の関係	23
2.12	戻り流れ U_B の影響のない純粋な吹送流の算出概念	23
3.1	自然循環式二重床風洞水槽の概略と撮影方法	28
3.2	フロートの概略	29
3.3	二重床 ($h_c=29\text{cm}$) 上段水路の平均水平流速 \hat{u} の鉛直分布の時間変化および各 時刻での水面の可視化画像	30
3.4	画像相関法と粒子追跡法	30
3.5	2 値化のための動的閾値設定の方法	31
3.6	動的閾値設定 2 値化法の計算処理過程	32
3.7	輝度値生起行列要素	32
3.8	標準画像と単一閾値および動的閾値設定法による 2 値化画像	33

3.9	近接対応確率に用いる各閾値 T_m, T_n および T_q	34
3.10	数値計算と Two-frame PTV による水平流速の相関	36
3.11	風速 $U_r=10.4$ および 15.1m/s 下の可視化画像と流速ベクトル分布	37
3.12	風速 $U_r=15.1\text{m/s}$ における PIV(VISIFLOW) および Two-frame PTV による時間平均水平流速 \bar{u} の鉛直分布の比較	38
3.13	直接相互相関法の処理手順の概略	39
3.14	風速 $U_r=12.0\text{ m/s}$ における平均水面より下層の可視化画像と FFT 相互相関法 (FFT-CCM) および直接相互相関法 (Direct-CCM) の各 PIV 解析による流速ベクトル分布	41
3.15	風速 $U_r=12.0\text{ m/s}$ での FFT-CCM および Direct-CCM による時間平均水平流速 \bar{u} の鉛直分布の比較	41
3.16	Direct-CCM によって解析された測点 W03 での平均水面下より下層の流速ベクトルの時間変化 ($t=9\sim 10\text{ s}$)	42
3.17	吹送流の流速 \tilde{u} とフロートによる表層流 U_S の鉛直分布の比較	43
3.18	表層の流量 q_η の吹送流の全流量 q_T に占める割合 q_η/q_T と風速 U_r の関係 . . .	44
3.19	べき則および対数則の各回帰曲線と実測値との水面表層における吹送流の流速 \tilde{u} の鉛直分布の比較	46
3.20	対数則の回帰曲線と実測値との水面表層における吹送流の流速 \tilde{u} の鉛直分布の比較	48
3.21	各回帰曲線と実測値より求めた吹送流の全流量 $\tilde{q}_T, \tilde{q}_T, \hat{q}_T$ および q_T の比較 . .	48
3.22	各風速 U_r におけるべき則および対数則によって定式化された吹送流の鉛直分布	49
3.23	水側の摩擦速度 u_{*w} と風速 U_r の関係	50
3.24	水側の摩擦速度 u_{*w} と粗度長 z_0 の関係	50
4.1	二重床風洞水槽の概略と測定位置	56
4.2	一重床および二重床水槽における $z=-12$ および -24cm での水平流速スペクトルの比較	57
4.3	二重床下段水路 ($h_c=29\text{cm}$) 出口付近における全水深での流速ベクトルとその可視化画像	59
4.4	水平流速スペクトルの各周波数帯 (平均流速, 低周波乱流, 波動, 高周波乱流) の分割の概略	60

4.5	$U_r=10.4\text{m/s}$ での一重床および二重床水槽の低周波乱流エネルギーの鉛直分布の比較	60
4.6	$U_r=10.4\text{m/s}$ での一重床および二重床水槽の高周波乱流エネルギーの鉛直分布の比較	61
4.7	各風速 U_r における無次元高周波乱流エネルギー $\rho_w E_{ht}/\rho_a U_r^2$ の鉛直分布の比較	62
4.8	$U_r=15.1\text{m/s}$ での二重床水槽における上・下段水路の流速スペクトルの比較	62
4.9	二重床水槽 ($h_c=29\text{cm}$) における上・下段各点での乱流エネルギー $(E_t)_u$ および $(E_t)_l$ と速度勾配 $ \partial\bar{u}/\partial z $ の関係	63
4.10	乱流エネルギー ΔE_{lt} および ΔE_{ht} と白波率 P との関係	64
4.11	砕波を起源とする高周波乱流成分の抽出のための定義	65
4.12	ΔS_h の鉛直分布と風速 U_r の関係	65
5.1	風洞水槽の概略と撮影方法	69
5.2	気泡混入部の検出のための解析過程	70
5.3	風速 $U_r=6.7$ および 15.1 m/s における波面表層の可視化画像	70
5.4	図 5.3 に示す $U_r=15.1\text{ m/s}$ の可視化画像に対する濃度ヒストグラム	71
5.5	$U_r=15.1\text{ m/s}$ における可視化画像および2値化処理画像	72
5.6	画素の近傍	72
5.7	図 5.3 に示した可視化画像の解析処理画像	73
5.8	風の吹き始めからの気泡混入層厚 δ_A と水粒子の水平速度 u の時間変化	74
5.9	定常状態の各波峯での気泡混入層厚 δ_{AC} と水平水粒子速度 u_c の関係	75
5.10	定常状態の各波峯での気泡混入層厚 δ_{AC} と水平水粒子速度 \tilde{u}_c の関係	75
5.11	平均相対気泡混入層厚 $\bar{\delta}_A/H_S$ と風速 U_r で無次元化した高周波乱流エネルギー $\rho_w E_{ht}/\rho_a U_r^2$ の関係	76
5.12	有義波周期 T_S で平均化した相対気泡混入層厚 $\tilde{\delta}_A/H_S$ の風の吹き始めから定常状態に達するまでの時間変化	77
5.13	白波率 P と無次元パラメータ $u_{*a}^2/\nu\sigma_p$ の関係	77
5.14	$\tilde{\delta}_A/H_S$ の頻度分布と風速 U_r の関係	78
5.15	砕波率 α と無次元パラメータ $u_{*a}^2/2\pi\nu f_p$ の関係	78
5.16	δ_{AC}/H_{RS} の頻度分布と風速 U_r の関係	79

6.1	正方形キャビティ内における流速分布の時間変化	84
6.2	下段水路高 $h_c=10\text{cm}$ の二重床水槽における流速ベクトル分布の時間変化	86
6.3	二重床水槽 ($h_c=10\text{cm}$) における水平流速 u の鉛直分布の時間変化	87
6.4	二重床水槽 ($h_c=10\text{cm}$) における乱流エネルギー散逸率 ϵ の鉛直分布の時間変化	87
6.5	風速 $U_r=12.0\text{m/s}$ における実験および数値計算による吹送流 \tilde{u} の鉛直分布の比較	89
6.6	風速 $U_r=12.0\text{m/s}$ での海面境界条件を与えた数値計算による吹送流 \tilde{u} の鉛直分布の時間変化	89
6.7	風速 $U_r=12.0\text{m/s}$ での海面境界条件を与えた数値計算による乱流エネルギー散逸率 ϵ の鉛直分布	90

第 1 章 緒 論

1.1 背 景

「この地球は宇宙船から見ると、翡翠のように美しく輝いている。なぜこのように美しいのだろうか、それは海があるからである。広大な宇宙の無数の星の中で、水を持つ惑星は地球だけではないかと言われている。しかも全表面の 70% が海であり、生命はそこから生まれた…」
(沖縄国際海洋博への提言書より)

このような大量の液相の水を持つ稀な惑星は、水の惑星とも呼ばれている。そして、地球の表面近くは、固体部分の岩圏、液体部分の水圏、気体部分の気圏という 3 つの領域から成り立っている。一般的に言えば陸・海・空のことで、全生命の生活空間であり、自然環境である。それらは互いに境界で接しており、その境界面を通して互いに作用しあっている。地球の 3 圏内で見られる自然現象の多くは、それぞれの圏内で独立に起こっているのではなく、3 圏の間の複雑な相互作用の結果に依るものである。例えば、海洋の表面で絶えず生成される波や海流は、その上を吹いている風 — 大気のほぼ水平な運動 — によって生じたものであり、それらの現象は海洋と大気との間の相互作用を考えることなしには理解できないものである。また、地球表面では大気と水が風・波・海流・潮汐・潮流などの形で絶えず運動し、大量のエネルギーを有している。このエネルギーが一体どこからやってくるのか、どのようにしてエネルギーが一つの形態から別の形態へと変換されるのか、どのようにしてエネルギーが一つの場所から他の場所へと運ばれるのか、大気と海水にどのように影響を与えるかなどは、地球環境の仕組みを知る上で重要な問題である。

さて広大な海洋の表層の流れは場所によって違い、また同じ場所であっても時間とともに変化している。これは流れを起こす原動力が場所によって異なり、時間的に変化することを反映している。大気の流れは非常に速く急激な変化を伴うが、空気よりも密度と粘度がはるかに大きい海水の場合、流れの変化は小さく緩やかである。ニュートンの運動法則によると、静止し、平衡状態にある物体が運動を始めるためには、その平衡状態を破る何らかの力が働かなければならない。さらに、運動が始まるとすぐにそれに抵抗する摩擦力が働くから、その運動を持続させるためには力も継続して働かなければならない。このような運動を引き起こし、それを維持させている力を駆動力と呼び、海面上を吹く風は流れを起こす最も重要な駆動力と言える。

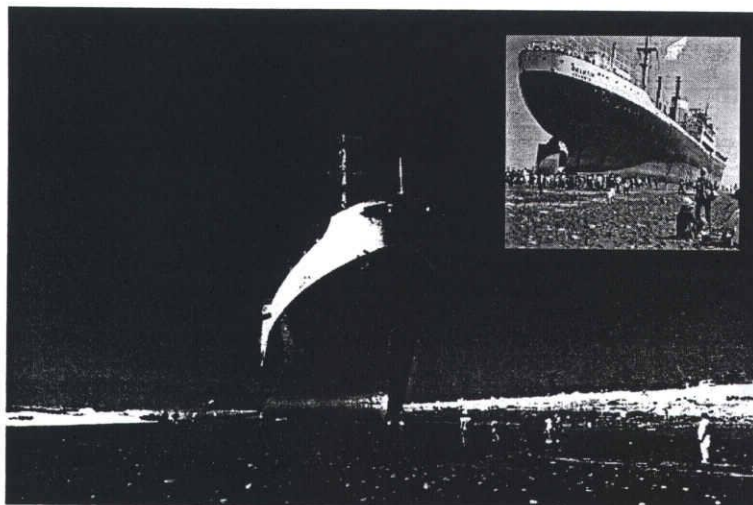


写真 1.1 富士海岸に打ち上げられた貨物船ゲラティック号

ほぼ一定の方向・強さの風が吹いている貿易風帯では、表層水はほぼ西向きに年中一定の速さで流れている(赤道海流)。また季節風が卓越する海域では、表層水は夏と冬とで反対方向に流れ、流速もいくらか変化するものの、同じ季節内ではほぼ一定である(季節流)。また移動性の高・低気圧が頻繁に通過し、それに伴って風向・風速が変化する海域では、流れも一時的に変化し、時には完全に反対方向になることさえある(一時流)。さらに、寒冷前線や台風などの通過によるイベント的気象擾乱によって引き起こされる流れは、局所的な一方向流の最たるものと言える。

このような気象擾乱によって発生したとしか考えざるを得ない海難事故がある。それは昭和54年10月19日、写真 1.1 のように富士海岸に漂着した貨物船ゲラティック号である。全長155m、6,158トン、44人乗り、高さ20mのこの大型貨物船は、台風19号(最大風速26.0m/s、有義波高10.1m、有義波周期12.3秒)によって富士海岸吉原地先の昭和第一放水路の東海岸で、汀線にほぼ平行に標高T.P.+5mの砂浜に打ち上げられた。このとき船底が海底につかえたならば、それは座礁と言うべきであるが、満潮面(+0.7m)よりはるかに高い砂浜の上では、まさに「船の打ち上げ」と言う他にない。打ち上げられた位置の標高が+5m、船の喫水が8mであることを考えると、単に波が大きかっただけでなく、Wave set-up と呼ばれる波による海水の吹き寄せによって、汀線付近での平均海面が上昇したのではないかと考えられている。汀線付近で少なくとも8m以上の水深が確保されないとこの大型貨物船が浜に上がるはずがないことから、このゲラティック号の打ち上げによって平均海面の上昇が具体的に証明されることになった¹⁾。

こうした現象を引き起こすイベント的気象擾乱による強風下の海水流動は、高潮や大規模海浜変形の主因となるだけでなく、内湾や沿岸海域の環境変動のトリガーとなるなど、災害・環境の両面に重大な影響を及ぼすと考えられている。特に、10m/sを越えるような強風時の風波砕波を駆動力とする表層流は、溶存酸素・プランクトン・漂砂などの各種物質輸送に重要な役

割を担っていることが近年の研究によって明らかにされつつある。

例えば、災害面では、1999年9月23日台風18号による60m/sを越える強風により、広範囲にわたって氾濫を引き起こし、12名もの犠牲者を出した不知火海北東部沿岸域一帯における高潮・高波がまだ記憶に新しい。これは、気象擾乱と特徴的な地形変化によるものであり、不知火一帯は閉鎖性の湾奥部で水深が数mと浅いため、非常に強い風によって運ばれる水塊が浅水変形によって海面上昇を引き起こしたことによるものと記している(滝川ら²⁾。

その一方、環境面では、水質汚濁が著しく、夏季には強い密度成層が形成されるような閉鎖性内湾であっても、台風の通過による強風によって引き起こされる強い吹送流と鉛直循環流によって、水質環境を著しく変動させることが明らかにされている(上嶋³⁾)。また、1992年広島湾・呉湾において、これまで全く存在しなかった新種の有害プランクトンによる貝毒被害が突然発生した。この原因は強風による海域攪乱・鉛直循環流が底泥中の有害プランクトンの拡大に大きな影響を及ぼしたためと報告されている(高杉ら⁴⁾)。

こうした強風時の海水流動が社会的・工学的知見から重要であることは確かであるが、強風下の海面で生じる白波碎波の特性が未解明なこともあり、風波碎波がどのように運動量や乱流エネルギーの輸送過程に関わっているのか明らかになっておらず、海洋表層での吹送流の鉛直分布などの鉛直構造には、大きな疑問が残されたままとされている。

本研究の目的は、このような海洋表層流に関わる疑問を解消し、風波碎波によって生成される海洋表層の運動特性に基づいて、吹送流の計算を正しく行えるようにするために、風波碎波を介して行われる風から吹送流への運動量・乱流エネルギーの輸送過程や渦拡散過程の物理機構を明らかにし、これを基に風波碎波の吹送流に及ぼす影響をマクロ的に評価する海水流動モデルの定式化を行い、その有用性を実証することにある。

1.2 既往の研究

海洋表層とは、風、波および日射の影響が直接及ぶ海面から数10m程度の深さまでの浅い層に限定されている。海全体から見れば薄膜のような領域であるが、海に起こる波、流れ、渦および生物生産から気候変動に及ぶ現象のほとんどがこの表層を介して大気と海洋との間でエネルギーや物質、熱の交換によって行われている。

このような海洋表層における流れの鉛直・乱流構造に関する研究は、海や湖などの現地観測によって数多く報告されている。水面の流速については、風速の3%程度になることが一般的に認められている(Keulegan⁵⁾)。このときの速度場は対数分布に従い、乱流エネルギーは鉛直一様な分布を示し、そのエネルギー散逸率は水深に反比例する。すなわち、壁法則に従うと言われて来た。このことは、Churchill and Csanady⁶⁾ や Csanady⁷⁾ の湖面観測および Richman ら⁸⁾ の海洋観測においても同様な結果が報告されている。しかしながら、これらの観測では、

弱風下の風波場を計測対象としているため、波峯が白波立つような碎波の影響が加わった表層流場は全く計測されていなかった。

近年、現地計測技術の発達と共に、強風下における表層近傍での様々な計測データが得られるようになって来た。Kitaigorodskiiら⁹⁾は、オンタリオ湖で海洋ブイを用いた計測によって、対数則によって求められるエネルギー損失率を2桁以上のオーダーも上回る乱流境界層が、波の振幅の約10倍まで下方に拡がることを始めて指摘している。石川ら¹⁰⁾の湖面観測でも、波の影響を受ける水面下の吹送流の鉛直分布が従来の対数則分布よりも一様化することが報告されている。Schott¹¹⁾や細山ら¹²⁾は、ADCP(Acoustic Doppler Current Profiling)を用いて、吹送流の鉛直分布を連続的に計測しているが、高波浪時の碎波による水中気泡の存在が計測の障害となり、水面直下の分布は不明のままである。

一方、Thorpe¹³⁾¹⁴⁾や吉岡¹⁵⁾らは、碎波によって海面境界層に取り込まれた気泡雲をトレーサとして利用し、海中の気泡量の分布の音響観測を行い、碎波の影響を受ける乱流境界層(非対数則層)が有義波高の4~5倍程度になることを明らかにしている。Gargett¹⁶⁾は、シアープローブによる鉛直計測によって、表層のエネルギー散逸が壁法則から予測される水深の-1乗則よりもかなり速く減衰する(水深の-4乗則に従う)ことを示している。Agrawalら¹⁷⁾は、海洋表層の乱れが風波碎波に起因することから、*Breaker affected layer*と定義している。そして、Terray¹⁸⁾らは、碎波を伴う風波下には碎波の直接作用を受けて強い渦粘性が生じる*Breaker layer*と、エネルギー散逸率が水深の-4乗則から対数則に従う-1乗則へと遷移する*Transient layer*の存在を明らかにし、海洋表層流の鉛直分布にはこれらの層を考慮することの必要性を指摘している。

また、風洞水槽を用いた室内実験の場合、送風機で起こした風波が海洋波に良く似た性質を示すことは良く知られている。このことは、加藤¹⁹⁾が現地観測と室内実験の比較によって明らかにしているように風速が平均風速の鉛直分布を一致させた相似則を満たすことと、海洋波が海面上の風によって生成される大規模な風波であることを考えれば当然である。このような現象の類似性を基にして、風波下の物理特性を明らかにするための風洞水槽を使用した様々な実験が行われて来た。

Shemdin²⁰⁾およびWu²¹⁾は、小さな紙の円盤やフロートを水面に浮かべ、それらがある一定区間を通過する時間を計測することによって表層の流速を求めている。その結果、水面直下では表層の流速が水深とともに直線的に変化し、それより下層では対数分布になることを明らかにしている。Okuda²²⁾は、白金線を用いた水素気泡法によって崩れを伴わない風波下の流速・渦度場を計測し、波の峰直下から風上側の領域が気流のはく離によって大気側から運動量を受け取り、水側の乱流場にその運動量を輸送する役割を果たしていることを明らかにしている。Yoshikawaら²³⁾は、水面下の乱流場における秩序運動の存在を明らかにするために、非碎波の風波について超音波流速計による計測を行い、風波の波動帯成分より低周波側の流速変動の

実態から風波下の乱流境界層でバースト現象が存在することを示している。江瀬ら²⁴⁾は、水面付近に大量の水素気泡を局所的に発生させ、スリット光のストロボを光源とする連続写真によって、バースト現象の存在を明確に示している。

さらに強風下では、風波がある程度発達すると、気泡の取り込みを伴って波峯の崩れを起こすようになる。このような状況下の風波は非定常性が極めて強く、計測の困難さから系統的な研究はあまり進んでいないのが現状である。こうした中、Cheung and Street²⁵⁾のLDV(Laser Doppler Velocimeter)を用いた実験によると、砕波を伴う強風下では、表層の流速分布が対数則から離れるようになり、風速の増加とともに一様化することを明らかにしている。また、線形フィルターによる波動成分および乱れ成分の各乱れ強度の大小関係によって、風波が平均流に影響を及ぼすことも指摘している。Toba and Kawamura²⁶⁾は、風波下の乱流境界層が波動成分より低周波帯の乱流バーストに依存していることを示し、乱流特性量が鉛直一様になる層を Downward-bursting boundary layer(DBBL)と定義している。この風波の卓越周期よりも低周波で起こる乱流バーストについては、杉原ら²⁷⁾の実験によるレイノルズ応力の時系列変化によっても明らかにされている。一方、安田ら²⁸⁾は、風波主成分よりも高周波成分に着目し、強風時の水面下には強い乱流エネルギーを伴うバースト層が生成されることを明らかにしている。

こうした室内実験では、風速などを任意にコントロールした条件下で水面近傍の物理量を計測することが可能であるが、従来の両端閉境界の風洞水槽を用いる場合、水槽底面でのせん断応力と共に、風応力と均衡する逆圧力勾配によって引き起こされる戻り流れが必然的に生じるため、風応力のみによって生成される真の吹送流の計測が困難となっている。この問題点は、鶴谷ら²⁹⁾およびLin and Hak³⁰⁾によってすでに指摘されている。彼らは、吹送流に及ぼす戻り流れの影響を抑制するために、底面に上げ底を備えて流量の連続性を満たした風洞水槽を開発し、表層付近の速度場を計測している。Wang and Wu³¹⁾もまた、ドーナツ型の循環式風洞水槽を用いることによって、戻り流れが生じない無限吹送距離場での吹送流計測を試みている。尹ら³²⁾は、下流端に容量の大きい水槽を設置した実験装置によって、循環流を抑えた吹送密度流の計測を行っている。

このような戻り流れの問題に加えて、強風時の砕波や気流のはく離による気泡混入や激しい水面変動を伴う水面境界層では、そこでの正確な計測データを得ることが課題であり、それを可能にする計測技術の開発が要求されている。最近では、LDVや熱線プローブなどによる点計測に比べ、面的に計測することができる粒子画像を用いた流速計測PIV(Particle Imaging Velocimetry)が新しい計測手法として用いられている。加藤ら³³⁾は、個々の粒子を追跡するPTV(Particle Tracking Velocimetry)を用いて、トラフレベルより上の高さを含む水面近傍の吹送流計測を行っている。竹原ら³⁴⁾は、PIVとPTVの長所を組み合わせた画像解析手法により、水表面近傍の気体と液体の同時流速計測を試みている。しかしながら、いずれも白波を伴うような風波下の流速計測には至らず、非砕波状態の速度場計測に留まっている。

したがって、室内実験で強風時の水面境界層の流れ・渦・乱れなどの物理特性を明らかにするためには、吹送流へ及ぼす戻り流れの影響を取り除くことと同時に、水面近傍の計測技術の開発およびその精度向上が要求される。

こうした状況の中、コンピュータの目覚ましい発達により、様々な状況をすばやく再現・予測できる数値シミュレーションが、海水流動のシミュレーションにも有効な道具として用いられるようになって来た。その代表的なものとして、海水流動モデル POM (Princeton Ocean Model)³⁵⁾ が挙げられる。このモデルには、Mellor-Yamada のレベル 2.5 乱流クロージャモデル³⁶⁾ を用いて渦動粘性係数および拡散係数を評価する手法が組み込まれている。加藤ら³⁷⁾ は、風による海面せん断応力を考慮した広域海浜流場の 3 次元計算を行っている。また Craig³⁸⁾ は、砕波の直接作用を受ける *Breaker layer* を実測値より与え、乱流エネルギーを k 方程式から解くことにより渦動粘性係数を算出し、吹送流の流速分布を求める手法を提案している。しかし、乱流エネルギーの生成を吹送流の速度勾配で表し、砕波の影響を風の摩擦速度に含めて計算しているため、砕波の影響が実測値によって与えられる代表スケールに反映されているに過ぎず、乱流エネルギーの供給源が平均流である POM と本質的に同じである。Mellor³⁹⁾ は、風波砕波や気流の突込みによる強い攪乱が及ぶ海洋表層において Mellor-Yamada モデルでは、砕波などの影響を評価するにはまだ不十分であり、energy sink 項の導入を提案している。山下ら⁴⁰⁾⁴¹⁾ は、水深 20~30m の沿岸域における強風、高波浪時の吹送流に対しては、波浪と強風の相互作用によって発生するせん断応力のモデル化の必要性を示し、観測データを踏まえた海面せん断応力モデルを提案している。

その一方、大気と海洋の相互作用を評価するために、大気-海洋間の同時計算・双方向結合モデルも行われている。Ly⁴²⁾ は、 $k-\epsilon$ 乱流モデルを大気と海洋の両側に同じ形式で与え、二層の境界面の境界条件を連続的と見なして同時計算を行っている。陸田⁴³⁾ は、多層流体場の統一的な取り扱いが可能な CIP 法に Dynamic-LES 乱流モデルを組込んだ風波乱流場の 3 次元数値解析を行い、水面から下方へのバースト現象をシミュレーションしている。また、Bao ら⁴⁴⁾ や小林ら⁴⁵⁾ は、大気に MM5、波浪に WAM、そして海洋に POM の各モデルを用いて、大気・波浪・海洋間の相互作用を評価するための双方向型結合モデルの構築を試みている。しかしながら、いずれのモデルも精度向上を図るためには、海洋表層でのエネルギー生成・散逸過程を正しく評価し、その存在と重要性が指摘されている *Breaker affected layer* の動力的モデルの構築が火急の課題となっている。

1.3 本論文の目的と構成

本論文は、前節までに説明した背景と海洋表層での物理機構に関する現地観測・室内実験の現況を踏まえて、風波下の海洋表層流の輸送・乱流構造の詳細な解明を目的としている。特に、

砕波や気流のはく離による気泡混入や激しい海面変動による計測の困難さのために、これまで不確かなままとなって来た強風時での砕波を伴う風波下の吹送流の鉛直構造を明らかにし、その定式化を図る。さらに、風波砕波が海洋表層に果たす役割を明らかにするとともに、マクロ的取り扱いを必要とする風波砕波を定量的に評価する砕波判定指標の構築および海水流動モデルの定式化を行うものである。

本論文は、7章より構成されており、以下では各章の概要を示す。

第2章では、従来型の風洞水槽(一重床水槽)に両端開境界の管路を設置し、上段を開水路、下段を管路構造とする自然循環式二重床風洞水槽を製作して、吹送流に及ぼす戻り流れの影響を極力抑えた実験を行う。そして、二重床水槽の水理特性を一重床水槽の実験結果と比較することによって明らかにする。さらに、戻り流れが管路内の流れとして検出可能となることを示すとともに、その流れの物理特性および有用性について述べる。

第3章では、風波砕波下の気泡と強い攪乱・変動を伴う速度場の計測を可能とするPIV手法の開発を行う。その手法として、粒子追跡法(PTV)と相互相関法(PIV)を用い、風波場への適用性を速度の空間分布および鉛直分布より検討する。そして、PIV解析値から戻り流れを差し引いた流速値を基に、これまで流速データの空白域であった強風時における水面境界直下の流速分布を明らかにする。さらに、実測値による吹送流の全流量を適合条件とする吹送流の鉛直分布モデルを提案する。

第4章では、二重床水槽を用いることによって、吹送流のせん断乱流と砕波や気流のはく離による攪乱乱流の分離が可能となることを示す。砕波を伴う強風下における吹送流の乱流構造の解明を図り、砕波による攪乱乱流が水面境界層内の乱れの発達に重要な役割を果たしていることを明らかにする。

第5章では、風波砕波の影響を定量的に評価するために気泡混入層を砕波指標とし、画像解析アルゴリズムによって気泡混入部の検出を行う。そして、その厚さに着目した気泡混入層厚を風波砕波の定量的指標と定義し、その有用性を現地観測データより整理される白波被覆率との比較を行うことによって明らかにする。さらに、気泡混入層厚を有義波周期で時間平均して算出される砕波判定指標によって、各風速における白波の発生限界、確率および規模を含めた統一かつ定量的な指標となり得ることを提示する。

第6章では、水面変動を考慮しない *Rigid lid* 仮定であるが、海面境界条件に実験データを取り入れた二重床数値水槽モデルの開発を行う。そして、乱流モデルの境界条件の改良を加え、数値結果と実験結果を比較することによってモデルの妥当性を評価する。さらに、より高精度な海水流動モデルを構築するためには、水面付近の砕波による乱流エネルギー生成・散逸項を水深の関数として定式化しなければならないことを明示する。

第7章では、本論文で得られた研究成果を総括するとともに、今後の展望について述べる。

参考文献

- [1] 豊島修 (1986) : 海岸のはなし, 全国海事協会.
- [2] 滝川清・田淵幹修 (2000) : 台風 9918 号による不知火海の高潮と波浪特性, 海岸工学講演会論文集, 第 47 巻, pp. 291-295.
- [3] 上嶋英機 (1982) : 台風通過に伴う物質輸送の変化, 海岸工学講演会論文集, 第 29 巻, pp. 594-598.
- [4] 高杉由夫・埜口英昭・安田秀一 (1998) : 広島湾における風による鉛直循環流と底泥プランクトン分布, 水産海洋研究, 第 62 巻, 第 3 号, pp. 187-198.
- [5] Keulegan, G. H. (1950) : Wind tides in small closed channels, *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, Vol.46, pp. 358-381.
- [6] Churchill, J. H., and G. T. Csanady (1983) : Near-surface measurements of quasi-Lagrangian velocities in open water, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.13, pp. 1669-1680.
- [7] G. T. Csanady (1984) : The free surface turbulent shear layer, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.14, pp. 402-411.
- [8] Richman, J. G., R. A. de Szoeke, and R. E. Davis (1987) : Measurements of near-surface shear in the ocean, *J. Geophys. Res.*, Vol.92, C1, pp. 2851-2858.
- [9] Kitaigorodskii, S. A., M. A. Donelan, J. L. Lumley, and E. A. Terray (1983) : Wave turbulence interactions in the upper ocean, II: Statistical characteristics of wave and turbulent components of the random velocity field in the marine surface layer, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.13, pp. 1988-1999.
- [10] 石川忠晴・田中昌宏・小関昌信 (1988) : 湖面に働く風応力の現地観測, 第 32 回水理講演会論文集, pp. 305-310.
- [11] Schott, F. (1986) : Medium-range vertical acoustic doppler current profiling from submerged buoys, *Deep-sea Res.*, Vol.33, pp. 1279-1292.
- [12] 細山得三・金子新 (1988) : 超音波ドップラー流速プロファイラーによる吹送流の計測, 海岸工学論文集, 第 35 巻, pp. 40-44.

-
- [13] **Thorpe, S. A. (1986)** : Measurements with an automatically recording inverted echo sounder ; ARIES and the bubble cloud, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.16, pp. 1462-1478.
- [14] **Thorpe, S. A. (1992)** : Bubble clouds and the dynamics of the upper ocean, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol.118, pp. 1-22.
- [15] **吉岡洋・芹沢重厚・高山知司 (1998)** : 超音波による海面境界層の観測 (風波砕波による気泡の取り込み) , 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 71-75.
- [16] **Gargett, A. E. (1989)** : Ocean turbulence, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol.21, pp. 419-451.
- [17] **Agrawal, Y. C., E. A. Terray, M. A. Donelan, P. A. Hwang, A. J. Williams, W. Drennan, K. Kahma, and S. A. Kitaigorodskii (1992)** : Enhanced dissipation of kinetic energy beneath breaking waves, *Nature*, Vol.359, pp. 219-220.
- [18] **Terray, E. A., M. A. Donelan, Y. C. Agrawal, W. M. Drennan, K. K. Kahma, A. J. Williams, P. A. Hwang, and S. A. Kitaigorodskii (1996)** : Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.26, pp. 792-807.
- [19] **加藤真規子 (1994)** : 複雑地形上の乱れ構造の風洞内再現, 日本風工学会誌, 第59号, pp. 89-92.
- [20] **Shemdin, O. H. (1972)** : Wind-generated current and phase speed of wind waves, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.2, pp. 411-419.
- [21] **Wu, J. (1975)** : Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech.*, Vol.68, pp. 49-70.
- [22] **Okuda, K. (1982a)** : Internal flow structure of short wind waves, Part I. On the internal vorticity structure, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol.38, pp. 28-42.
- [23] **Yoshikawa, I., H. Kawamura, K. Okuda and Y. Toba (1988)** : Turbulent structure in water under laboratory wind waves, Part I. On the internal vorticity structure, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol.44, pp. 143-156.
- [24] **江渕直人・川村宏・鳥羽良明 (1989)** : 風波表層の乱流構造の研究, 第21回乱流シンポジウム講演論文集, pp. 2-7.
- [25] **Cheung, T. K. and R. L. Street (1988)** : The turbulent layer in the water at an air-water interface, *J. Fluid Mech.*, Vol.194, pp. 133-151.
- [26] **Toba, Y. and H. Kawamura (1996)** : Wind-wave coupled downward-bursting boundary layer(DBBL) beneath the sea surface, *J. Oceanogr.*, Vol.52, pp. 409-419.

10 参考文献

- [27] 杉原祐司・高崎敦彦・松永信博 (1999) : 風波下における乱流境界層の構造, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 96-100.
- [28] 安田孝志・水谷夏樹・板野誠司・井坂健司・川越雄太・小野田武 (2000) : 強風下に生成される水面バースト層とその乱流特性, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 106-110.
- [29] 鶴谷広一・中野晋・加藤始・一戸秀久 (1983) : 吹送流に関する研究, 海岸工学論文集, 第30巻, pp. 79-83.
- [30] J. T. Lin, and M. Gad-el-Hak (1984) : Turbulent current measurements in a wind-wave tank, *J. Geophys. Res.*, Vol.89, C1, pp. 627-636.
- [31] Wang, J. and Wu, J. (1987) : Effects of near-bottom return flows on wind-induced currents, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.17, pp. 2263-2271.
- [32] 尹鍾星・中辻啓二・村岡浩爾 (1993) : 開放成層水域における吹送密度流に関する研究, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 241-245.
- [33] 加藤始・大島直樹・信岡尚道 (2000) : 画像流速計を用いた吹送流の鉛直分布に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 241-245.
- [34] 竹原幸生・真木正弘・辻本剛三・江藤剛治・高野保英 (2002) : 風波発生時における水面近傍の気流・水流のPTV同時計測, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 101-105.
- [35] Mellor, G. L., T. Ezer and L.-Y. Oey (1994) : The pressure gradient conundrum of Sigma coordinate ocean models, *J. Atmos. Oceanic. Technol.*, 11(4), pp. 1126-1134.
- [36] Mellor, G. L. and T. Yamada (1982) : Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space. Phys.*, Vol.20, pp. 851-875.
- [37] 加藤茂・山下隆男・安田孝志・三島豊秋 (1998) : 高次乱流モデルとローラ型碎波モデルとを援用した海浜流の3次元数値解析, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 191-195.
- [38] Craig, P. D. (1996) : Velocity profiles and surface roughness under breaking waves, *J. Geophys. Res.*, Vol.101, C1, pp. 1265-1277.
- [39] Mellor, G. L. (2001) : One-dimensional, ocean surface layer modeling : a problem and a solution, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.31, 3, pp. 790-809.
- [40] 山下隆男・路明・Ruscher Christophe (1998) : 碎波帯近傍における海面せん断応力の評価法, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 81-85.
- [41] 山下隆男・路明・榊原弘 (2000) : 碎波による海面せん断応力を導入した吹送流の数値解析モデル, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 121-125.
- [42] L. N. Ly (1996) : A numerical algorithm for solving a coupled problem of the air-sea-wave interaction, *Mathl. Comput. Modelling*, Vol.24, 7, pp. 19-32.

-
- [43] 陸田秀実 (2001) : 乱流境界層中の碎波を伴う風波乱流場の3次元数値解析, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 61-65.
- [44] Bao, J.-W., J. M. Wilczak, J.-K. Choi, and L. H. Kantha (2000) : Numerical simulations of air-sea interaction under high wind conditions using a coupled model : A study of hurricane development, *Monthly Weather Review*, Vol.28, pp. 2190-2210.
- [45] 小林智尚・足立忠行・水谷英朗・安田孝志 (2001) : 大気・波浪・海洋相互結合モデルの構築, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 221-225.

第 2 章 二重床風洞水槽の構築とその水理特性に関する研究

2.1 概 説

風が海面上を吹きつけると、大気側から水側へ輸送されるエネルギーは、流れや波、乱れのエネルギーに変わる。このエネルギーは水深とともにどのように変化するのか？このときの流れや乱れの鉛直構造は一体どうなっているのか？これらの謎を解決するため、これまでに数多くの室内実験が行われて来た。しかしながら、これまでの室内実験では一般に有限長の両端閉境界の風洞水槽が用いられているため、両端閉境界条件に支配された戻り流れが必然的に生じ、風速が強くなればなるほど顕著となる。そして、吹送流と戻り流れの相互干渉によって、より複雑な流れ場を形成するようになる。一方、現地では内湾や湖等の閉鎖性水域および海岸付近を除いて、このような戻り流れは平面 2 次元場での循環流等のために生じたとしても限定的である。したがって、室内実験で風応力のみによって生成される吹送流を計測するためには、戻り流れの影響を最小限にすることが強く望まれる。こうした問題点に対して、鶴谷ら¹⁾および Lin and Hak²⁾ は上段を開水路、下段を管路構造とする二重床式風洞水槽を構築して、流量の連続性を部分的に満たし、吹送流に対する戻り流れの影響を抑えた実験を行っている。これらの水槽は、従来の一重床水槽と Wang and Wu³⁾ が用いたドーナツ型の循環式風洞水槽の中間的な位置付けにあると考えられる。

そこで本章では、従来型の一重床水槽と上述と同様な二重床水槽を用いて、弱風から碎波を伴う強風下における吹送流の実験を行い、その両水槽の結果を比較することによって、二重床風洞水槽の水理特性、特に下段水路の役割について述べる。

2.2 実験の概要

2.2.1 実験装置と実験方法

実験は、図 2.1 に示す岐阜大学所有の $W0.4\text{m} \times H1.0\text{m} \times L15.4\text{m}$ の 3 面ガラス製吸い込み式風洞水槽を用いて行った。このとき、水槽両端が閉境界となる従来の一重床構造の水槽に加え、水槽内部での流量の連続性を満たすために長さ 9.0m、幅 38cm、内径高さ h_c を 8、10、19 および 29cm の 4 通りのアクリル製管路を設置した二重床構造の水槽を用いた。

風洞入り口での基準風速 U_r は、精密微差圧計付きピトー管を静水面から上方に 20cm の高さで固定して計測し、その精度検証には、熱線プローブによる検定風洞を用いた。さらに、空気側の摩擦速度 u_{*a} は、風洞入口から 8.1m の測点 W03 で計測した水面上の水平風速の鉛直分布に対数則による最小 2 乗法を適用させて求めた。

図 2.2 は、風速 U_r と空気側の摩擦速度 u_{*a} の関係を示す。図中の実線は、 Wu^4) によって提案された次式 (2.1) の経験式を表す。

$$u_{*a}^2 = (0.8 + 0.065U_r) \times 10^{-3}U_r^2 \quad [\text{m}^2/\text{s}^2] \quad (2.1)$$

$U_r \geq 10.0$ の風速において u_{*a} の値は白波砕波の影響によって少し過大評価傾向にあるが、その他のケースは式 (2.1) の実線に良く一致していることがわかる。これより本研究では、式 (2.1) で与えられる u_{*a} の値を各風速の空気側の摩擦速度 u_{*a} として用いることにした。

水面波形は、風洞用に改良した容量式波高計を用いて、測点 W01 (風洞入口から 2.4m) から測点 W04 (同 10.4m) までの 4 測点で計測した。サンプリング周波数は 100Hz とし、風の吹き始めから 3 分後の定常状態における 180 秒間のデータを取得した。そして、平均水位昇降量は、超音波式変位センサーを用いて、測点 W00 (同 1.2m) と測点 W05 (同 11.5m) の 2 測

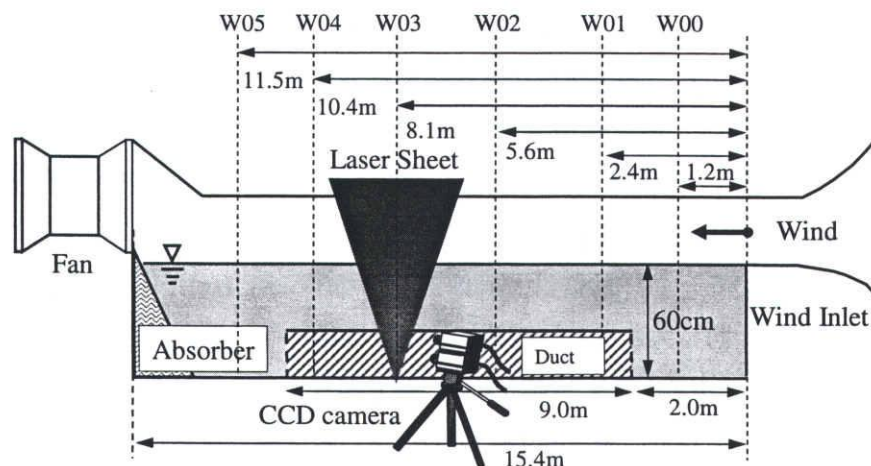


図 2.1 風洞水槽の概略と測定位置

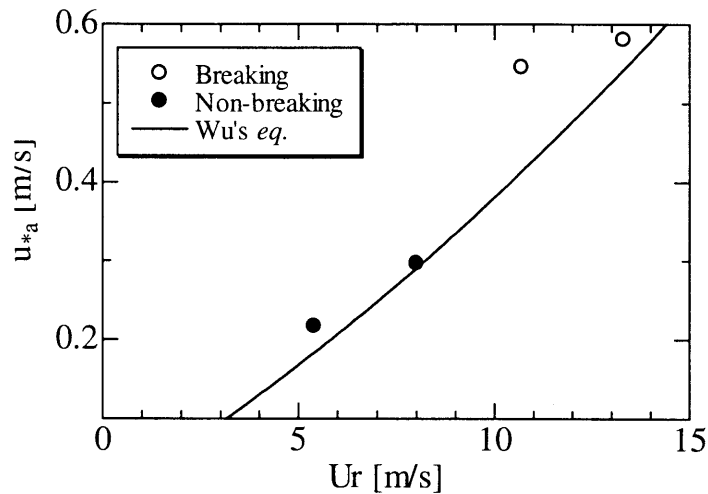


図 2.2 空気側の摩擦速度 u_{*a} と風速 U_r の関係

点で計測し，サンプリング周波数は 20Hz に設定して，風波が十分に発達した状態での 90 秒間のデータを取得した。

風波下の流動場は，蛍光染料 (Rhodamine-B) で着色されたトレーサー (ナイロン 12，比重 1.02，平均粒径 $50\mu\text{m}$) を水中に投入して，最大出力 5.0W 半導体レーザーを水槽底面中央部よりシート状にさせ，それを照射させることによって可視化した。その流動場を水槽側面より画像解像度 480×480 画素の 2 台の高速度ビデオカメラを同期させて撮影した。撮影条件は，2,048 枚の連続画像に対し，撮影間隔を 60fps ($U_r=3.0, 6.7, 10.4\text{m/s}$) および 125fps ($U_r=12.0, 15.1\text{m/s}$) とした。そのため，撮影時間はそれぞれ 34.1 秒および 16.4 秒となった。また，シャッタースピードを $1/60\text{s}$ および $1/125\text{s}$ とした。撮影範囲については，画面サイズを約 $28\times 28\text{cm}$ に固定し，水槽底面から波峯面までの鉛直断面を 4 断面に分割した。トレーサーの着色に用いた蛍光染料は，波長 532nm のレーザー光で波長 590nm 程度のオレンジ色の光を励起させる。そして， 560nm の臨界波長を持つ光学フィルターを高速ビデオカメラのレンズ前面に取り付けることによって，水面変動とレーザー光の屈折によって生じる強い散乱光をカットした。

水粒子速度の算出には，PIV 解析ソフトウェア (VISIFLOW) を用いた。その解析手法は，FFT 相互相関法⁵⁾ を用いて局所的に輝度値パターンの類似度を相互相関で評価するものであり，相互相関係数の算出には，高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transform, FFT) と呼ばれるアルゴリズムを用いている。具体的には，画像全体 ($480\times 480\text{pixel}$) に対して $32\times 32\text{pixel}$ の検査領域を第 1 画像に，同じ大きさの候補領域を第 2 画像の同じ位置に設定し，これら二つの領域間で相関計算を行う。FFT 相互相関法では，検査領域と探査領域が同サイズであり，画像中の位置も同じとなる。そして，第 1 画像の検査領域および第 2 画像の候補領域の輝度値パター

ンをそれぞれ $f(x, y)$, $g(x, y)$ とし, そのフーリエ変換を $\mathcal{F}\{f(x, y)\}$, $\mathcal{F}\{g(x, y)\}$ と表せば,

$$S_{fg}(\xi, \eta) = \mathcal{F}^*\{f(x, y)\}\mathcal{F}\{g(x, y)\} \quad (2.2)$$

を求めることができる. これに逆フーリエ変換を施すことによって, 次式のような $f(x, y)$ と $g(x, y)$ 間の相互相関関数が得られる.

$$C_{fg}(x, y) = \mathcal{F}^{-1}\{S_{fg}(\xi, \eta)\} \quad (2.3)$$

ここで, \mathcal{F}^{-1} は逆フーリエを表している. 隣接の流速ベクトルを解析する際, 前の検査領域を 75%重ねて解析するため, 画像全体で 56×56 個のベクトルが算出されることになる.

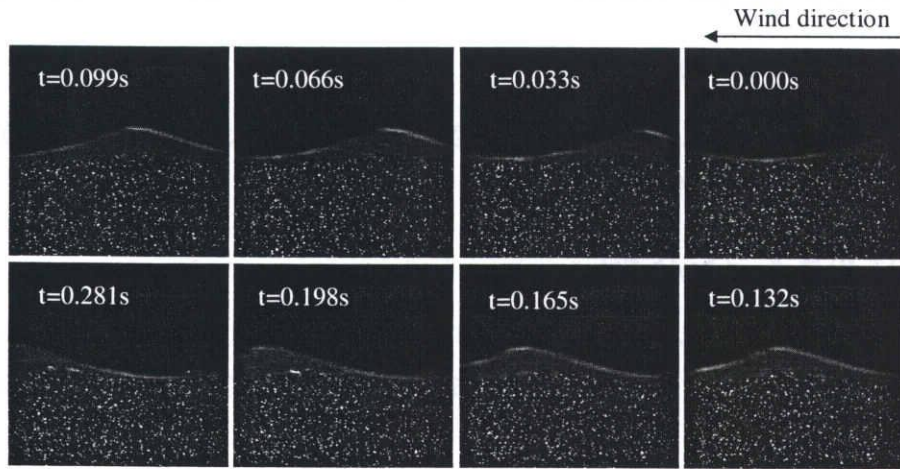
2.2.2 実験条件

計測される風波場は, 風洞入り口での基準風速 U_r を $3.0 \sim 15.1 \text{ m/s}$ の範囲で変化させることによって, 白波を生じない微小碎波から全面白波状態までを対象とした. このときの全水深は 60 cm に固定した. 表 2.1 に一重床 ($h_c = 0 \text{ cm}$) および二重床 ($h_c = 29 \text{ cm}$) 水槽の測点 W03 での各風速における波形諸量を示す. なお, H_s は有義波高, T_s は有義波周期, $S(f_p)$ は波形スペクトルおよび f_p はそのピーク周波数を表す.

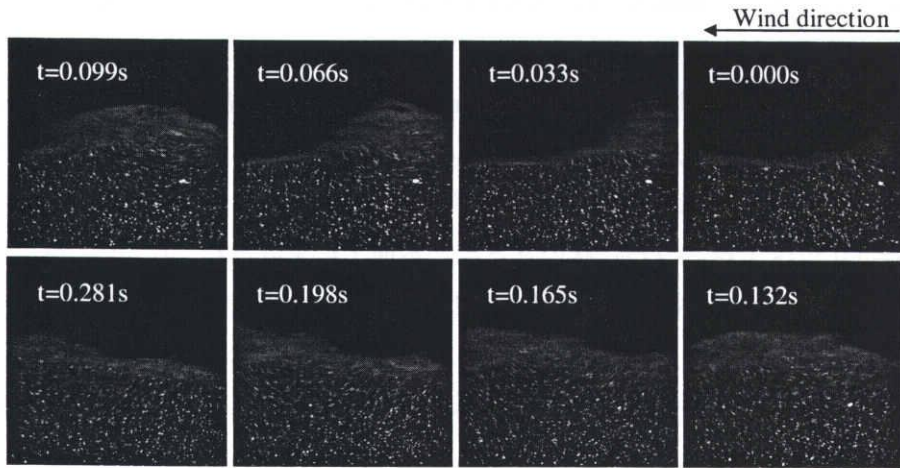
風速 $U_r = 3.0 \text{ m/s}$ では, うろこ状のさざ波が水面上に生成され, $U_r = 6.7 \text{ m/s}$ では, 風波が発達するけれども, まだ白波は発生しない. U_r が 10.4 m/s になると, 測点 W03 付近で白波が部分的に発生するようになる. さらに, $U_r = 12.0 \text{ m/s}$ になると, 測点 W03 付近で全波峰に白波が形成されるようになる. このときの各風速 U_r における代表的な水面形状を捕らえた可視化画像の時間変化を図 2.3 に示す.

表 2.1 一重床および二重床水槽における測点 W03 での波形諸量

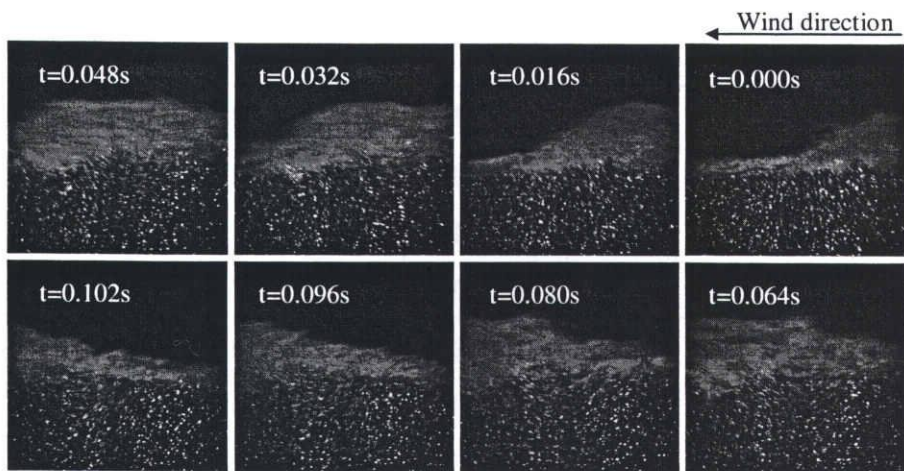
Tank type	U_r [m/s]	H_s [cm]	T_s [s]	$S(f_p)$ [m ² s]	f_p [Hz]
一重床 ($h_c = 0 \text{ cm}$)	3.0	0.7	0.22	0.04	4.6
	6.7	3.3	0.39	1.07	2.5
	10.4	6.4	0.53	4.19	1.9
	15.1	7.6	0.60	7.00	1.7
二重床 ($h_c = 29 \text{ cm}$)	3.0	0.2	0.18	0.02	4.7
	6.7	3.0	0.37	0.85	2.5
	10.4	5.6	0.49	2.71	2.3
	15.1	7.0	0.56	4.23	1.8



(a) $U_r=6.7\text{m/s}$



(b) $U_r=10.4\text{m/s}$



(c) $U_r=15.1\text{m/s}$

図 2.3 $U_r=6.7, 10.4$ および 15.1m/s における代表的な水面形状の時間変化の可視化画像

2.3 一重床と二重床水槽の水理特性

2.3.1 波形スペクトル

一重床および二重床水槽では、水槽内の平均流の速度と水深に差異があるため、それらの波形スペクトルに及ぼす影響について検討する必要がある。

図 2.4 は、一重床 ($h_c=0\text{cm}$) および二重床 ($h_c=19, 29\text{cm}$) 水槽における測点 W03 での波形スペクトル $S(f)$ を各風速 U_r について比較したものである。いずれの波形スペクトルもピーク周波数 f_p より高周波帯では、 f^{-4} 則に従うことから局所平衡状態の風波スペクトルであることがわかる。このときの一重床と二重床水槽の f_p および $S_p(f)$ のそれぞれの値の差は、 U_r に関係なく無視できる程度である。また、ピーク周波数 f_p が 2Hz 程度であり、深海波指標となる $h/L_p = 2\pi h f_p^2/g$ の値が上段の水深 $h_u=30\text{cm}$ に対し、 $h_u/L_p = 0.77 > 0.5$ となることから、二重床下段水路の設置による浅水化の影響は小さいものと言える。なお、 L_p はピーク周波数の波長および g は重力加速度を示す。

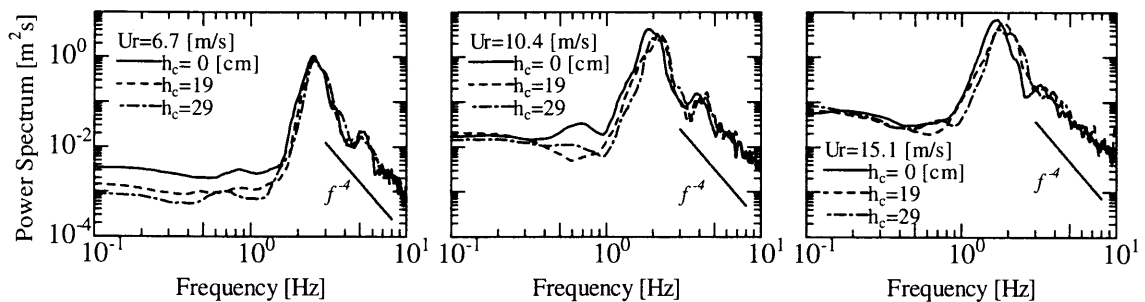


図 2.4 一重床および二重床水槽の波形スペクトルの比較

2.3.2 水槽両端での水位差

図 2.5 は、一重床 ($h_c=0\text{cm}$) および二重床 ($h_c=10, 29\text{cm}$) 水槽両端での 2 測点 W00 と W05 間の 90 秒間の平均水位差 Δh と風速 U_r の関係を示したものである。すなわち、 Δh の値は戻り流れを引き起こす下段水路両端の平均水面の差を表している。下段水路の設置やその内径高さ h_c の違いによる浅水化の影響は、平均水位差 Δh に何ら見られず、 Δh の値は風速 U_r のみに依存し、 U_r の増大に伴って発達していることがわかる。

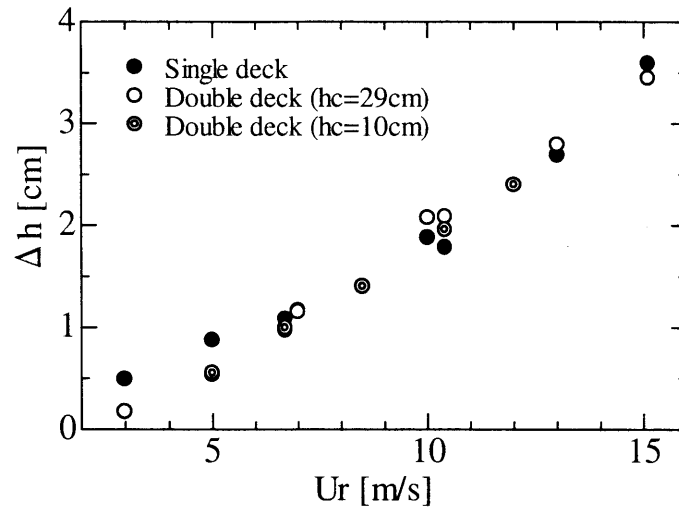


図 2.5 一重床および二重床水槽の測点 W00 および W05 での平均水位差 Δh と風速 U_r の関係

2.3.3 流速ベクトルおよび平均流速の鉛直分布

水槽内の水粒子には、水面に作用する碎波応力を含む風応力 $\tau_a (= \rho_a C_D U_r^2)$ の伝達応力 τ_w と上述の水槽両端での水位差 Δh に起因する圧力差 ΔP が互いに逆向きに作用する。 τ_w が鉛直一様に分布し ΔP と釣り合えば、流れは生じず静水状態が維持される。しかしながら、実際の τ_w は下方に向うほど減少するため、表層では $\tau_w > \Delta P$ による風向きの流れ、底層では $\tau_w < \Delta P$ による風と逆向きの流れが生じると推測される。

図 2.6 は、一重床と二重床 ($h_c=8\text{cm}$) 水槽の中層部 ($z=-22\text{cm}$) から水槽底面までの流速ベクトルを風速 $U_r=6.7$ および 10.4m/s についてそれぞれ比較したものである。一重床水槽の場合、中底層の流れの大部分が風向きとは逆方向の反流(戻り流れ)となっており、水位差 Δh による圧力差 ΔP の影響が水面応力の影響を上回っていることがわかる。 Δh は風速とともに増大するため、 $U_r=10.4\text{m/s}$ における戻り流れの流速は、 $U_r=6.7\text{m/s}$ に比べてさらに増大していることがわかる。しかし、 $z \geq -30\text{cm}$ では水面応力の作用が優勢となるためか、風向き方向の流速成分が生じるようになり、 $z \simeq -30\text{cm}$ 付近を境にして水面応力が優勢となる上層と水位差の影響が卓越する下層との間で流速ベクトル分布に顕著な差異が認められる。こうした上層と下層の流速の違いはあるものの、二重床水槽の下段水路に相当する $z = -52 \sim -60\text{cm}$ の範囲の流速ベクトルを二重床水槽のそれと比較すると、流速の大きさだけでなく渦の生成においても明瞭な差異が認められる。このことから水面応力が水槽底面まで影響を及ぼしていることがわかる。

一方、二重床水槽の場合、上段水路の流れは大規模な渦運動を伴い、下段水路の流れと流向・流速共に大きく異なった流れとなるのに対し、下段水路内の流れは管路隔壁の遮断効果によ

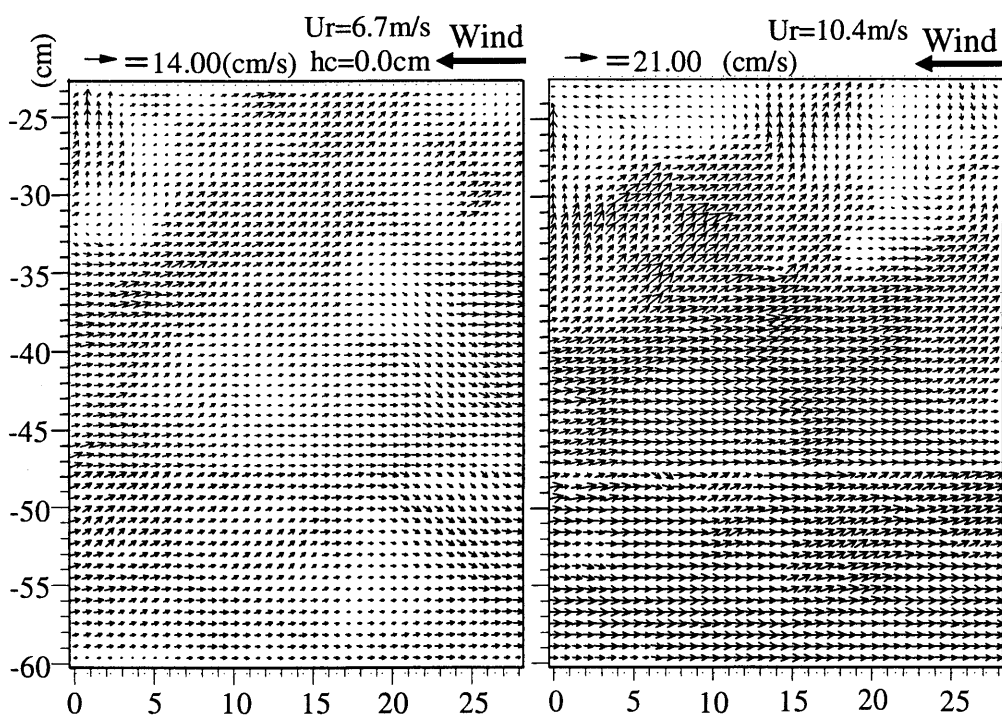
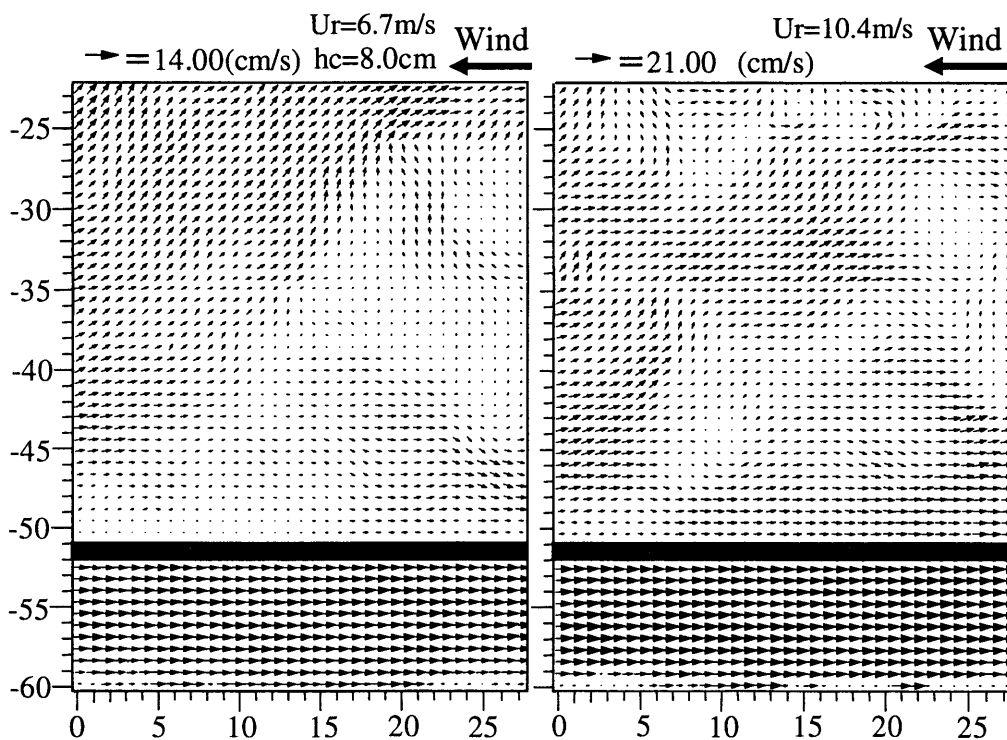
(a) 一重床 ($h_c=0.0\text{cm}$)(b) 二重床 ($h_c=8.0\text{cm}$)

図 2.6 中層部 ($z=-22\text{cm}$) から水槽底面までの下段水路の有無による流速ベクトル分布の比較

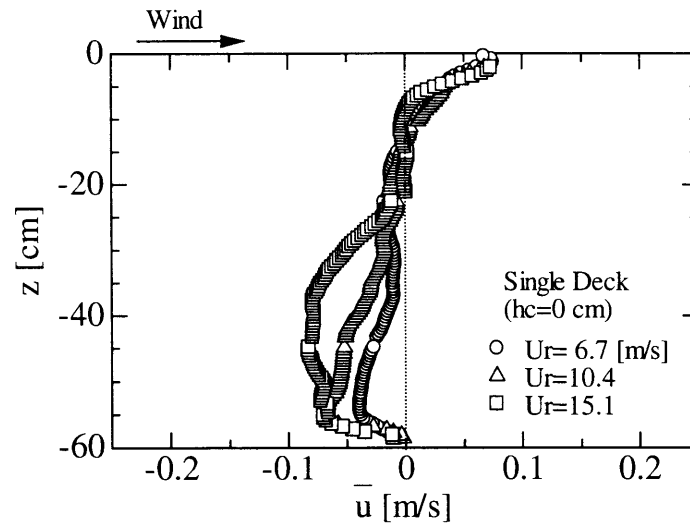


図 2.7 一重床水槽 ($h_c = 0$ cm) における平均水平流速 \bar{u} と風速 U_r の関係

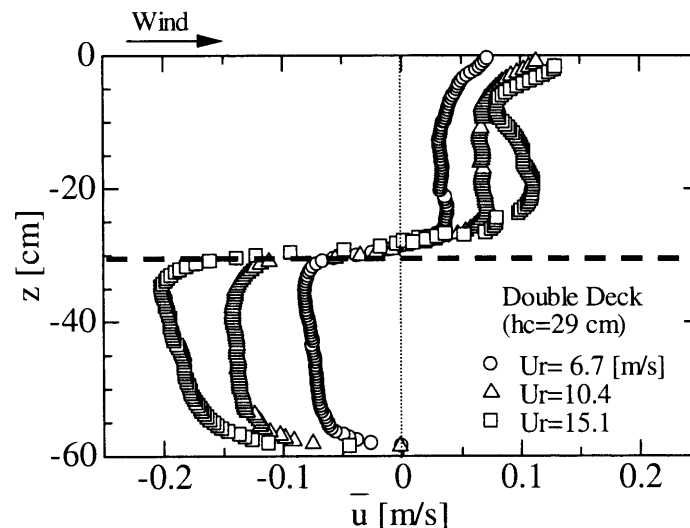


図 2.8 二重床水槽 ($h_c = 29$ cm) における平均水平流速 \bar{u} と風速 U_r の関係

て水面応力の直接的な影響を受けないため、一様な流れ、すなわち戻り流れとなっていることがわかる。こうした上段と下段水路の速度場の差異は水面応力の伝達の有無に起因しており、水面応力が吹送流の駆動力だけでなく乱流構造にも関わっていることを示している。

図 2.7 は、一重床水槽における時間平均水平流速 \bar{u} の鉛直分布を各風速 U_r について示したものである。ここで、 \bar{u} の値は可視化画像中央の鉛直断面の流速ベクトルを 34.1 秒間の時間平均によって求めたものである。水平流速 \bar{u} は、 τ_w に対応した分布となっていると考えられるが、上層での風速による流速の変化は小さく、一重床水槽では風速による差異はほとんど見られない。これは吹送流と戻り流れが互いに消殺し合っているためであり、一重床の上層の例はそれが顕著になったものと推察される。

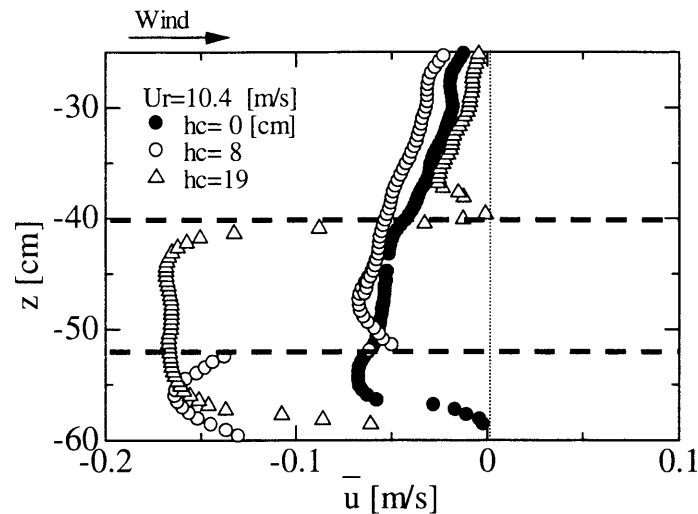


図 2.9 風速 $U_r=10.4\text{m/s}$ での各下段水路 h_c における平均水平流速 \bar{u} の鉛直分布の比較

一方、図 2.8 は、下段水路高 $h_c=29\text{ cm}$ の二重床水槽について同様に示したものである。図中の破線は、下段水路の高さを表している。二重床水槽の場合、下段水路の上部床板によって τ_w の伝達が完全に遮断されるため、下段水路内には ΔP によって駆動される戻り流れのみが生じ、それらが風速 U_r の増大とともに発達していることがわかる。

図 2.9 は、風速 $U_r=10.4\text{m/s}$ での一重床および二重床 ($h_c=8, 19\text{cm}$) 水槽の下段水路の範囲における時間平均水平流速 \bar{u} の鉛直分布を比較したものである。一重床と二重床水槽の下段水路に相当する範囲における \bar{u} の値には、明確な差異が生じている。さらに、二重床下段水路内の \bar{u} の値は、下段水路の高さ h_c に依らず、風速 U_r に起因する水位差 Δh によってのみ支配される一様な分布となっていることがわかる。これより、従来の風洞水槽では分離が不可能であった戻り流れを下段水路の流れとして容易に検出することが可能となることがわかる。

2.3.4 流速スペクトルの鉛直分布

前述の図 2.6 の流速ベクトル分布に示したように、2次元風洞水槽内での風波下の速度場は吹送流と戻り流れが干渉し合う複雑な渦運動場である。しかしながら、これらのベクトル場は瞬間の流速値であり、風波下の平均流や乱流構造をより普遍的に捉えるためには、速度場を統計的に扱う必要がある。そこで、水平流速スペクトルの鉛直変化に着目することにより、統計的に風波下の速度場の特性を一重床および二重床水槽について明らかにする。

図 2.10 は、風速 $U_r=6.7$ および 10.4m/s での一重床および二重床 ($h_c=8\text{cm}$) 水槽における水平流速スペクトルを表層 ($z/h=-0.07$)、中層 ($z/h=-0.22$) および下層 ($z/h \approx -0.90$) について示したものである。いずれの流速スペクトルについても、波動成分を除いた低周波帯から高

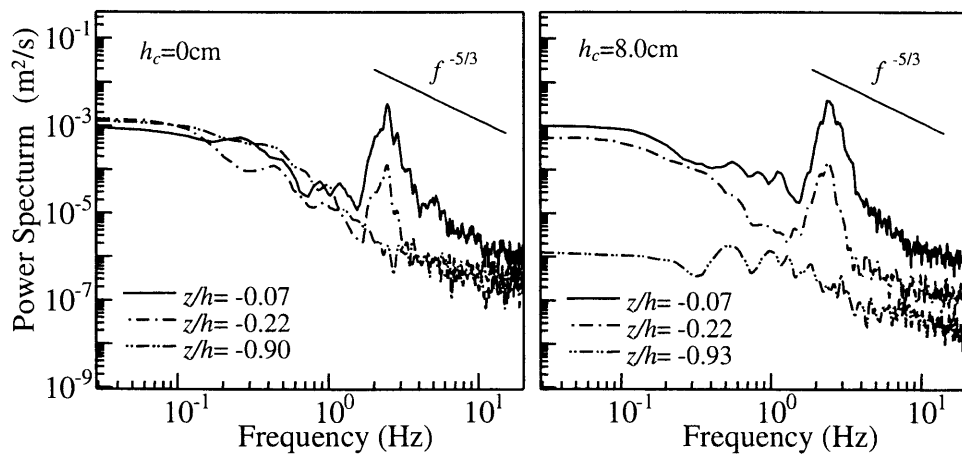
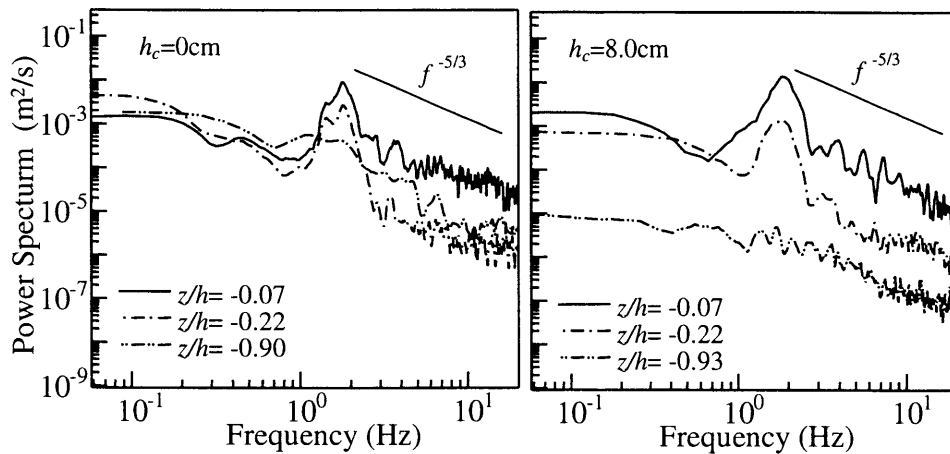
(a) $U_r = 6.7$ m/s(b) $U_r = 10.4$ m/s

図 2.10 一重床および二重床水槽における流速スペクトルの鉛直変化

周波帯までの広い範囲にわたってコルモゴロフの $-5/3$ 乗則に従っており、風波下の乱流場では風速や鉛直位置、さらには下段水路の有無に関係なく慣性小領域にあることがわかる。しかし、一重床および二重床水槽の上段水路 ($z/h = -0.07, -0.22$) における流速スペクトルに着目すると、波動成分より低周波側の成分は鉛直位置に関係なくほぼ一致しているのに対し、それより高周波側の成分は下層になるに従って減少していることがわかる。この結果より、低周波成分を生み出す水槽内の平均流はスペクトル的にほぼ鉛直一様にあるのに対し、高周波成分は乱流境界層の厚さや水面応力の下方伝達に対応していることを示している。さらに、二重床水槽の場合、下段水路内の $z/h = -0.93$ での流速スペクトルは純粹に戻り流れを主流としたせん断乱流成分のエネルギー分布を示し、上段水路のものと全周波数帯にわたって1桁以上の差異を有している。特に、 0.3Hz よりも低周波側の2桁に及ぶ差異は一様管路流れの特色を表しているものと

言える。

2.4 戻り流れの実態とその有用性

下段水路より検出される平均水平流速 \bar{u} をその内径高さ h_c で平均することによって、戻り

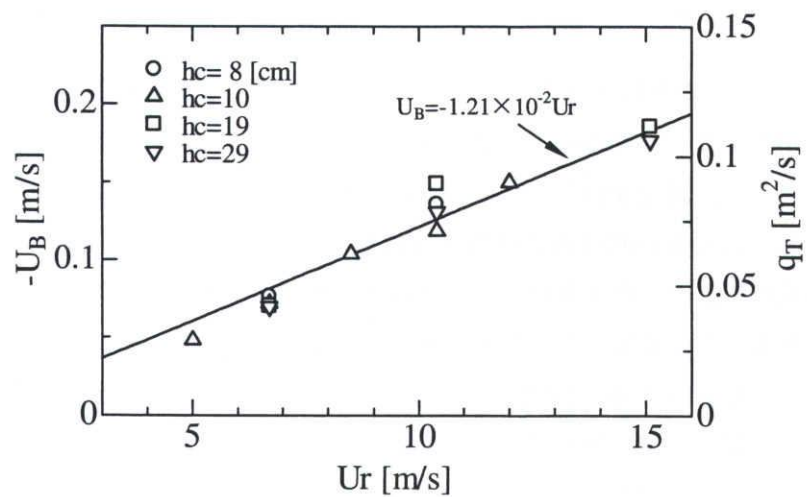


図 2.11 各下段水路 h_c における風速 U_r と戻り流れ U_B の関係

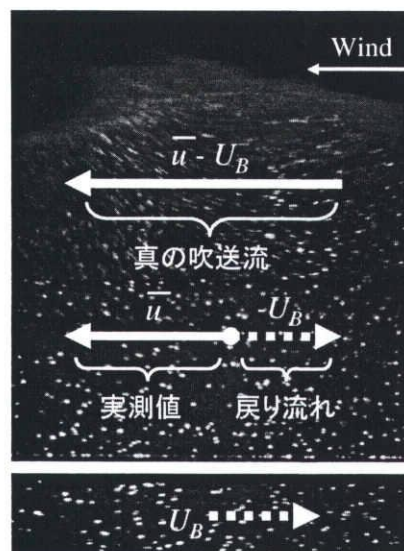


図 2.12 戻り流れ U_B の影響のない純粋な吹送流の算出概念

流れの断面平均流速 U_B は次式より求めることができる。

$$U_B = \frac{1}{h_c} \int_{-h}^{-(h-h_c)} \bar{u}(z) dz \quad (2.4)$$

図 2.11 は、各下段水路内で計測された戻り流れ U_B と風速 U_r の関係を示したものである。図中の実線は、この実験データに最小 2 乗法を回帰させて求めた風速と戻り流れの関係であり、次式によって表される。

$$U_B = -1.2 \times 10^{-2} U_r \quad [\text{m/s}] \quad (2.5)$$

U_B の値は前述したように下段水路の高さ h_c に依らず、風速 U_r の増大とともに式 (2.5) に従って増大することがわかる。したがって、この戻り流れの流速 U_B は、水槽底面の摩擦を無視すれば鉛直一様に分布し、図 2.12 に示すように PIV 解析値 \bar{u} から U_B を差し引くことによって、風応力のみ支配される真の吹送流の速度 \bar{u} を数値的に算出できるようになる。

さらに、戻り流れ U_B は、吹送流による輸送量を水槽内で補償する流れとして生じることを踏まえると、これまで全く未知であった吹送流の全流量 q_T を $q_T = -U_B h$ として容易に求めることができる。その結果を上述の図 2.11 の右軸に示す。 q_T の値は、当然ながら風速 U_r にほぼ比例関係にあり、風波の発達度や砕波の有無に関係なく風速のみによって一義的に定まることがわかる。加えて、 q_T の情報を得ることによって、これまで不明であった強風時における水面直下での吹送流の鉛直分布の満たすべき適合条件として利用することができ、その全鉛直分布の確定が可能となる。

2.5 結語

本章では一重床および二重床風洞水槽を用いて、非砕波から砕波までの風波場の室内実験を行い、二重床水槽の水理特性を詳細に調べ、水位昇降量や流速分布、スペクトルなどについて検討した。以下にその主要な結果についてまとめる。

1. 自然循環式二重床風洞水槽を用いることによって、従来の水槽では計測不可能な戻り流れを下段水路の流れとして分離・計測することが可能となった。
2. 流速スペクトルは、波動成分を除く低周波から高周波帯に渡って $-5/3$ 乗則に従い、風波下の乱流場では、風速条件や鉛直位置、下段水路の有無に関わらず、粘性の作用が無関係になる慣性小領域にあることがわかった。そして、二重床下段水路内の流速スペクトルの形状より、そこでの乱流成分は戻り流れを主流とするせん断乱流成分であり、下段水路内流れは一様管路流れとして扱えることを明らかにした。
3. 下段水路内の平均流速は、風応力に依る水位差のみによって決まる戻り流れであること

がわかった。この戻り流れの平均流速を抽出することによって、今まで全く未知であった吹送流の全流量を $q_T = -U_B h$ として求めることが可能となった。

4. 吹送流の全流量 q_T は、風速の増大とともに発達し、風波の発達度や砕波の影響も含めて風速によって一義的に定まることがわかった。さらに、各風速における q_T の値が明らかになることによって、これを吹送流の鉛直分布確定のための束縛条件として用いることが可能となり、これまで不明であった強風下吹送流の鉛直構造の解明が期待できる。

参考文献

- [1] 鶴谷広一・中野晋・加藤始・一戸秀久 (1983) : 吹送流に関する実験的研究, 海岸工学講演会論文集, 第30巻, pp. 79-83.
- [2] J. T. Lin and M. Gad-el-Hak (1984) : Turbulent current measurements in a wind-wave tank, *J. Geophys. Res.*, Vol.89, pp. 627-636.
- [3] J. Wang and J. Wu (1987) : Effects of near-bottom return flows on wind-induced currents, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.17, pp. 2263-2271.
- [4] Wu, J. (1980) : Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.10, pp. 727-740.
- [5] 可視化情報学会／編 (2002) : PIVハンドブック, 森北出版, 75p.

第 3 章 海洋表層流の鉛直構造に関する研究

3.1 概 説

風から海面に供給される運動量の約 5 割が波に吸収されるものの (Weber and Melsom¹⁾), その大部分が砕波によって失われ, 流れや渦運動の生成に費やされることが指摘されている (Mituyasu²⁾; Melville and Rapp³⁾). さらに, 強風時の水面に作用する風応力は主に砕波に伴って生成される渦粘性や流れによって下方伝達され, 下層での吹送流の発達に費やされることが明らかにされている (安田ら⁴⁾). このことは, Cheung and Street⁵⁾ の室内実験において砕波を伴う強風下の吹送流の鉛直分布が壁法則の対数分布より一様化することからも確かな事実と推察される. しかしながら, 強風下における水面直下での吹送流の鉛直分布の測定は, 砕波や気流のはく離の突入によって激しい海面変動と気泡を伴う強乱流場が形成されるため, 波のトラフレベルより下の深さでしか行われておらず, トラフレベルより上層における吹送流の鉛直分布の測定例は皆無に等しい.

しかし近年, 高精度な光学機器, 画像撮影機器等を用いて水面近傍の流速計測の技術開発が盛んに試みられている (竹原ら⁶⁾). その一つに, トレーサによる流れ場の可視化画像を用いた粒子画像流速測定法 (Particle Imaging Velocimetry, PIV) は, 画像領域内に対象とする流れ場が存在すれば計測でき, LDV (Laser Doppler Velocimetry) や熱線流速計などの点計測に比べ, 水粒子速度の情報を面的に得ることが可能となる.

そこで本章では, 水面直下の気泡と強い攪乱を伴う乱流境界層の流速計測を可能とする PIV 手法を開発し, 前章で明らかにした吹送流の全流量を拘束条件として, 強風時における吹送流の鉛直分布の定式化とその物理機構の解明について述べる.

3.2 実験の概要

実験は, 岐阜大学所有の $W0.4\text{m}\times H1.0\text{m}\times L15.4\text{m}$ の 3 面ガラス製吸い込み式風洞水槽に, アクリル製管路 (内径高さ $h_c=8, 10$ および 29cm , 内径幅 38.0cm , 長さ 9.0m) を底面に設置した二重床構造の水槽を用いて行った. この水槽は, 図 3.1 に示すように水槽両端の水位差に

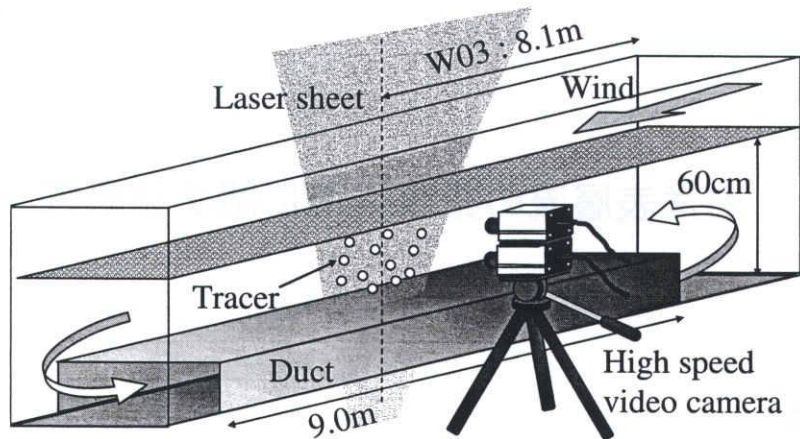


図 3.1 自然循環式二重床風洞水槽の概略と撮影方法

よって生じる戻り流れを管路流れとして風上側に循環させ、吹送流に及ぼす戻り流れの影響を抑制させる機能を備えている。そして、全水深 h を 60cm に固定して、風洞入口での基準風速 $U_r (=3.3 \sim 15.1 \text{ m/s})$ をピトー管式微差圧計、測点 W03(風洞入口から 8.1m) での水面波形を風洞用容量式波高計によってそれぞれ計測した。表 3.1 は、180 秒間の計測によって得られた各風速 U_r での波形諸量を示す。表中の u_{*a} は空気側の摩擦速度を表しており、前章の式 (2.1) から求めたものである。

表層流速 U_s は、図 3.2 に示す円柱形状のフロートを用いて測点 W02(同 5.6m) から風下 1.5m の区間で計測した。フロートは Wu^7 の使用したものと類似したものであり、直径 1.0cm、高さ 1.5cm のコルク製没水型で浮心位置を 1.0、1.5 および 3.0cm の 3 通りに変えることができる。 U_s の値は、各風速について 10 回の繰り返し計測によって得られた時間平均より算出した。ただし、強風時では碎波の影響によってフロートが水中に沈んだり、水面変動による激しい振幅運動が確認されたが、このようなケースについては再度計測を試み、フロートが水平に移動した場合のみを計測対象とした。

水粒子速度場は、水槽内にトレーサー(ナイロン 12, 比重 1.02, 平均粒径 $50 \mu\text{m}$) を投入して、5W 半導体レーザーを水槽底面部よりシート状(シート厚: 約 5mm) で照射させることによって

表 3.1 二重床水槽における測点 W03 での波形諸量

Case	U_r [m/s]	u_{*a} [m/s]	H_S [cm]	T_S [s]	f_p [Hz]
1	3.3	0.11	1.1	0.02	3.6
2	6.7	0.24	3.0	0.37	2.8
3	10.4	0.40	5.5	0.49	2.1
4	12.0	0.48	6.6	0.54	1.8
5	15.1	0.64	7.0	0.56	1.8

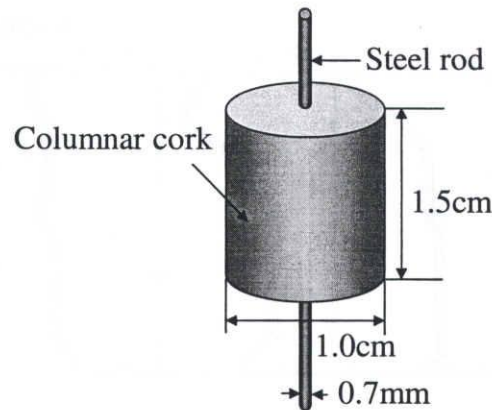


図 3.2 フロートの概略

可視化し、2台の高速度ビデオカメラを同期させて2,048枚の連続撮影を行った。このときの撮影条件は、画像解像度を480×480pixel、撮影速度を1/125秒およびシャッタースピードを撮影速度の1倍とした。したがって、撮影時間は約16.4秒(=2,048frame×125fps)となった。撮影範囲は、強風時の水面近傍の高速な速度場を鮮明に捕らえるために1断面を約10×10cmに設定した。これより、空間解像度が0.017cm/pixel(=10cm/480pixel)となり、高解像度撮影を可能にしている。このようにして可視化された画像を基に、後述するPIV手法を用いて水粒子速度の算出を行った。

3.3 PIV手法の開発

3.3.1 水面表層における水粒子速度場計測の問題点

図 3.3 は、風速 $U_r=15.1\text{m/s}$ における風の吹き始めからの二重床上段水路での各2秒平均流速 \hat{u} の鉛直分布の時間変化と各時刻での水面形状の可視化画像を示したものである。ここでの水粒子速度は、PIV解析ソフト(VISIFLOW)によるFFT相互相関法によって解析された値を示している。風の吹き始め $t=0$ 秒から $t=22$ 秒までは、時間とともに風応力が下方に伝達され、それに伴って水面付近で生成される吹送流の流速が増大すると同時に下方へ発達して行くことがわかる。さらに、白波が発生し始める $t=14\sim 16$ 秒になると、碎波を介した運動量輸送が加わり吹送流の流速が増加するだけでなく、その範囲が下層に広がって行くことがわかる。ただし、 $t=20\sim 22$ 秒では碎波の影響が加わり続けるにも関わらず、 $z=-6\text{cm}$ 付近から水面に向かって流速が減少し、水面直下で不自然な鉛直分布となり、その後も表層の流速は増加せず、鉛直一様な分布となる。このような流速分布の鉛直一様性は碎波による渦粘性作用によるものとしても、気泡混入や強い乱れを伴う水面付近での流速分布については、PIV計測手法を含めた計測値の再検討が必要と言える。

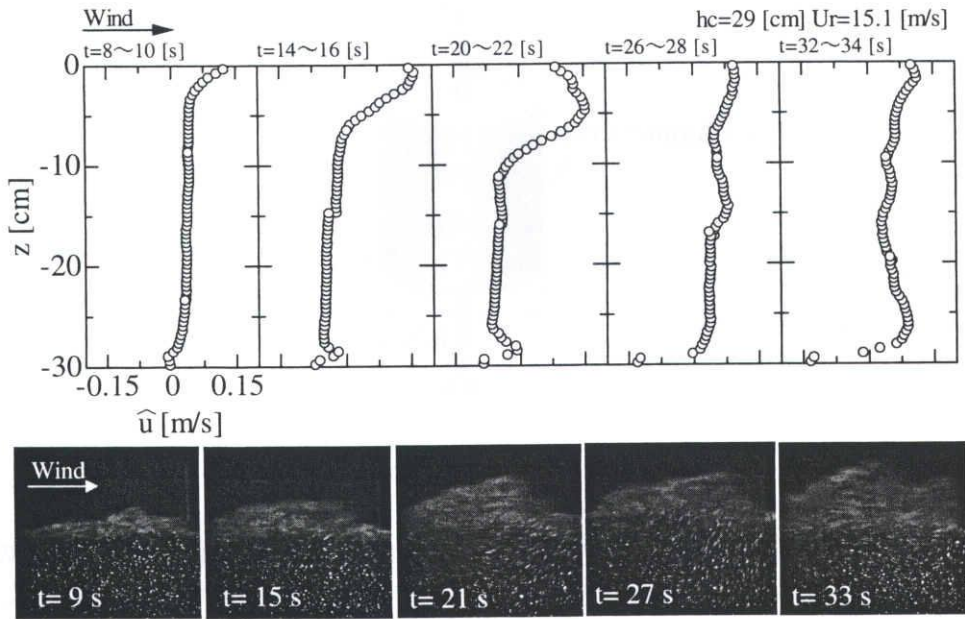


図 3.3 二重床 ($h_c=29$ cm) 上段水路の平均水平流速 \hat{u} の鉛直分布の時間変化および各時刻での水面の可視化画像

まず、PIVで流速を測定・解析する基本方針は、流れの可視化に用いられるトレーサ粒子が微小時間 Δt に移動する距離 ΔX を何らかの画像計測アルゴリズムで求め、その移動距離を Δt で除して流速を間接的に測定するものである。

PIV解析では、移動量ベクトル ($\Delta X, \Delta Y$) を計測する方針が手法により異なる。図 3.4 では目視で右上方へ輝度値パターンが移動していることがわかるが、その移動を破線で囲んだ位置への領域の移動と考える手法と、中心にある1個のトレーサ粒子に関する移動と考える手法と

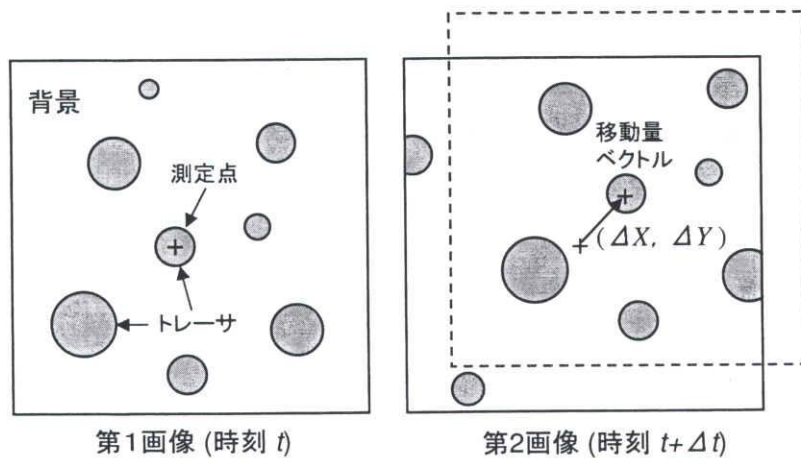


図 3.4 画像相関法と粒子追跡法

に大別できる。本章では前者を画像相関法 (density correlation method), 後者を粒子追跡法 (Particle Tracking Velocimetry:PTV) と呼び, 前者には直接相互相関法, 後者には2時刻粒子追跡法を用いた PIV 手法を開発し, それぞれの手法による風波場への適用性を明らかにする。

3.3.2 2時刻粒子追跡法による風波碎波下の流れ場への適用

はじめに, 2時刻粒子追跡法 (Two-frame PTV) による風波碎波下の流れ場への適用性について考察する。PTV の利点は, 個々の粒子像の移動を求めめるため, 同じ粒子数密度の画像であれば画像相関法に比べ, 数倍から数十倍の空間解像度が得られることが挙げられる。

一般的に PTV では, 以下の処理が最低限必要となる。

- i. 撮影された粒子画像から粒子像のみの情報を抽出する (粒子像抽出)
- ii. 個々のトレーサ粒子を自動追跡する (自動粒子追跡)
- iii. 得られた粒子像の位置を画像座標から実空間へ変換する (逆投影)

動的閾値設定 2 値化法

i. の粒子像抽出法は, 画像中からいかに高精度に粒子位置・形状・輝度などの個々の粒子情報を抽出するかが問題となる。PTV では, 抽出された粒子情報の精度が計測精度に大きく関わるだけでなく, 粒子数が1画像中に数千個程度になると画像上での粒子像の重なりが生じるため, 通常の単一閾値による2値化法では分離できず, 一つの粒子として判断してしまうために計測上の誤差が発生する。

本研究では, 粒子像の大きさや形状, 輝度値に関係なく粒子像を抽出できるだけでなく, 背景部分にノイズ成分を多く含む画像や照明にムラのある画像に一定輝度値以下の画像信号を除去することによって, 粒子像の抽出が可能となる動的閾値設定2値化法を用いる⁸⁾。この手法

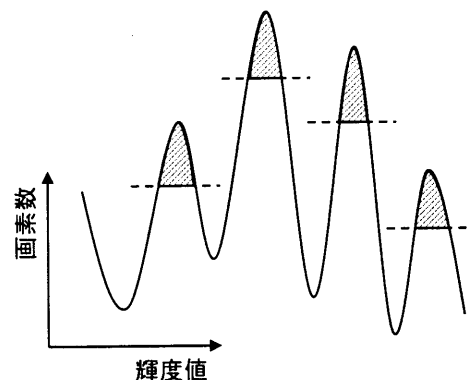


図 3.5 2 値化のための動的閾値設定の方法

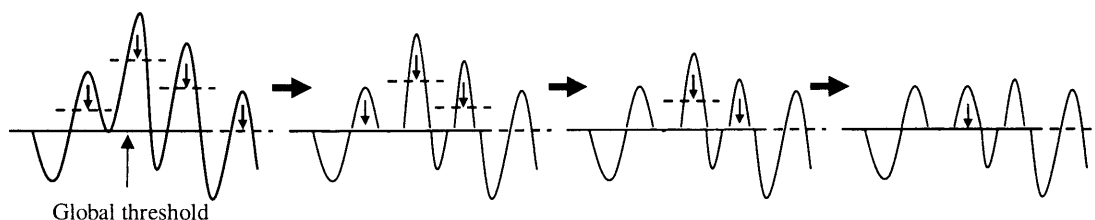


図 3.6 動的閾値設定 2 値化法の計算処理過程

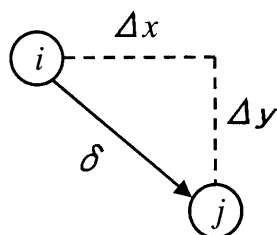
変位 $\delta = (\Delta x, \Delta y)$

図 3.7 輝度値生起行列要素

は、図 3.5 に示すような各粒子像のピーク輝度値にそれぞれ異なる閾値を設定する。このような閾値を画一的な処理で行うために、各粒子像の平均輝度値と 2 値化閾値との差が常に一定、つまり、閾値によって切り出されるピーク波形の面積が常に同一となるように条件を与える。これは図 3.6 に示すような計算処理スキームであり、画像全体を 2 値化およびラベリング処理後、各領域の平均輝度値と 2 値化閾値との差が許容値以上であれば、領域内の全画素の輝度値を原画像上で 1 だけ減少させ、次ステップにおいて閾値を変化させず同様な繰り返し処理を行う方法である。

以上の原理から、動的閾値設定法に必要な設定パラメータは、平均輝度値と閾値との差、すなわち粒子像と背景のコントラストに対する許容値を表すコントラスト閾値 (Contrast threshold) と、撮影機器の SN 比の影響や前処理段階での画像間演算などの影響による低輝度値のノイズ成分を除去するための初期閾値 (Global threshold) である。初期閾値の設定は大津の方法⁹⁾(5 章参照)、コントラスト閾値の設定はテキスチャ解析法の統計的方法¹⁰⁾を用いた。

テキスチャ解析法は、画素の位置と輝度とのパラメータ空間に展開する解析法である、同時輝度値生起行列による計算法を用いた。この解析法では、図 3.7 に示すような輝度値 i の画素点から一定の変位 $\delta = (\Delta x, \Delta y)$ における画素の輝度値が j である頻度を $P_{\delta}(i, j)$ で表し、これを要素とする同時生起行列を求める。そして、この行列の要素和が 1 になるように正規化した輝度値生起行列に基づいて、テキスチャ特徴量を計算する。この特徴量のコントラスト特性値は、画素対の輝度差 $|i - j|$ についての画像全体での平均値を表しており、コントラストの高い

個以上のトレーサ粒子を自動的に追跡する場合、最近法では同一粒子でないものを同一粒子と誤って判断し、計測誤差が多く生じるために実用が困難となる。こうした傾向は、多時刻追跡法でも同様に見られる。そのため、粒子間の平均間隔を粒子の移動距離と同程度以上に広げる必要があり、粒子密度分布の低い解析値となる。そこで、多時刻追跡法の10倍近い粒子数を持つ画像に対しても解析可能な緩和アルゴリズムによる2時刻粒子追跡法 (Two-frame PTV)¹¹⁾ を風波場に適用させた。

この手法は、微小時間間隔 Δt で撮影される2枚の連続画像から、同一粒子像の対応付けを予測粒子と実測粒子の位置関係のみによって判断するため、以下の拘束条件を必要とする。

- a. 最大速度 (Maximum velocity) : 粒子の最大速度 U_m が既知ならば微小時間間隔 Δt の2枚の画像上での粒子の最大移動距離は $U_m \Delta t$ である。
- b. 微小速度変化 (Small velocity change) : 流れ場に流布している粒子はある質量を持つため、速度変化は微小時間内で小さい。
- c. 共通運動 (Common motion) : 微小領域内の粒子群は同じ運動をする。
- d. 矛盾のない対応 (Consistent match) : 第1画像内の異なる2粒子 (2点) は第2画像で同一粒子 (1点) に対応しない。

このアルゴリズムは、主に最大速度および準剛性条件 (微小速度変化と共通運動) に基づいている。図 3.9 に記す x_i および y_j は、第1画像 F_1 および第2画像 F_2 でのそれぞれの粒子像の

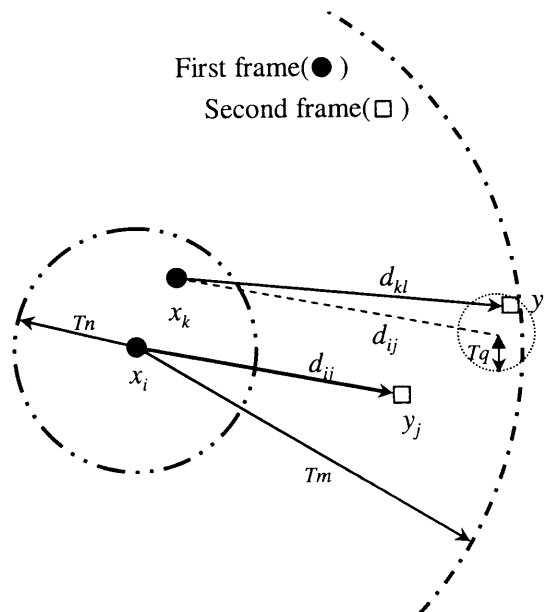


図 3.9 近接対応確率に用いる各閾値 T_m, T_n および T_q

重心位置である。最大速度条件より、 \mathbf{x}_i に対して確からしい候補粒子 \mathbf{y}_j は、最大移動距離に関する閾値 T_m 内に存在する必要がある、 \mathbf{x}_i と \mathbf{y}_j 間の移動ベクトル \mathbf{d}_{ij} は以下の条件を満たす。

$$|\mathbf{d}_{ij}| = |\mathbf{x}_i - \mathbf{y}_j| < T_m, \quad T_m = U_m \Delta t \quad (3.2)$$

そして、共通運動条件を満たすために、特定の領域を設定した近接閾値 T_n を設定する。ただし、 T_n は画像上の粒子重心間の平均距離によって定義され、着目粒子像 \mathbf{x}_i に対応する近接粒子像 \mathbf{x}_k が次式の条件を満たせば、 \mathbf{x}_i と \mathbf{x}_k は同じ運動をしていると見なされる。

$$|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_k| < T_n \quad (3.3)$$

さらに、 \mathbf{x}_i と \mathbf{y}_j 間の移動ベクトル \mathbf{d}_{ij} に対応する近接移動ベクトル \mathbf{d}_{kl} の準剛性を満たす条件は、準剛性閾値 T_q を用いて次式によって表される。

$$|\mathbf{d}_{ij} - \mathbf{d}_{kl}| < T_q \quad (3.4)$$

式 (3.3) および (3.4) の条件を満たす 2 枚の連続画像から異なる粒子像を対応付けるために、対応度の基準として対応確率 P_{ij} と非対応確率 P_i^* の反復計算による評価を行う。対応確率 P_{ij} は、第 1 画像の粒子位置 \mathbf{x}_i に対する第 2 画像の粒子位置 \mathbf{y}_j の対応率として、非対応確率 P_i^* は、 \mathbf{x}_i が T_m 内において候補粒子を 1 つも持たないときの確率として定義される。反復更新には、緩和方程式に類似した次式を用いる。

$$\tilde{P}_{ij}^n = A \cdot P_{ij}^{n-1} + B \cdot Q_{ij}^{n-1} \quad (3.5)$$

ここで、 $A(=0.3)$ および $B(=4.0)$ は収束緩和係数、 (\cdot) は非正規確率であり、 n は反復回数を表す。このときの Q_{ij} は準剛性条件を満たす近接対応確率の合計、

$$Q_{ij}^{n-1} = \sum_k \sum_l P_{kl}^{n-1} \quad (3.6)$$

として表される。ここで、 k は式 (3.3) によって \mathbf{x}_i と関連付けられた近接粒子像 \mathbf{x}_k 、 l は式 (3.4) の条件を満たす近接候補粒子像 \mathbf{x}_l のそれぞれの指標である。また、反復計算による評価の最終段階で確率を正規化するために以下の条件を用いる。

$$\sum_j P_{ij} + P_i^* = 1 \quad (3.7)$$

ただし、 P_{ij} および P_i^* の初期値は、各確率要素に同じ確率を与えており、その初期値は次式によって定義される。

$$P_{ij}^0 + P_i^{*0} = \frac{1}{N+1} \quad (3.8)$$

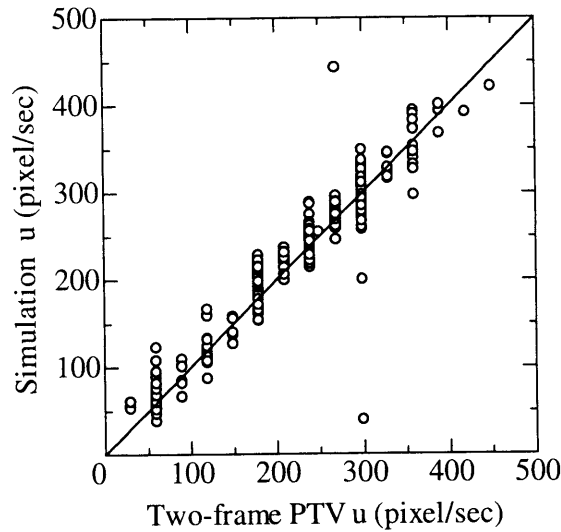


図 3.10 数値計算と Two-frame PTV による水平流速の相関

ここで、 N は式 (3.2) を満たす第 2 画像内における候補粒子 \mathbf{y}_j の数である。そして、再正規化過程は正規化された対応確率 P_{ij}^n を求めるために実行される。このときの P_{ij}^n が次ステップで用いられるとともに、非対応確率 P_i^{*n} は、

$$\left. \begin{aligned} P_{ij}^n &= \frac{\tilde{P}_{ij}^n}{\sum_j \tilde{P}_{ij}^n + P_i^{*n-1}} \\ P_i^{*n} &= \frac{P_i^{*n-1}}{\sum_j \tilde{P}_{ij}^n + P_i^{*n-1}} \end{aligned} \right\} \quad (3.9)$$

として正規化した形で更新される。追跡操作の終了後、正しく対応付けされた粒子対は高い確率となり、その反対に、正しく対応付けされなかった粒子対は低い確率となる。これより、着目粒子像 \mathbf{x}_i に対する最大確率を持った対応粒子像 \mathbf{y}_j が決定され、追跡された移動ベクトル \mathbf{d}_{ij} を Δt で割ることによって速度ベクトルが算出される。

前に示した図 3.8(a) の標準画像の流速値は、数値計算によって HP 上に公開されている。図 3.10 は、その流速値と Two-frame PTV 解析によって得られた流速値の比較を示したものである。両者の相関関係は 0.88 と高い値を示した。これより、本 PTV アルゴリズムは低速度から高速度まで安定した測定精度を有していると判断される。

風波碎波下の流速分布

ここでは、Two-frame PTV を風波場に適用させて、その有用性を明らかにする。

図 3.11 は、風速 $U_r=10.4$ および 15.1m/s における水面から $z=-32.5\text{cm}$ までの可視化画像とその流速ベクトル分布をそれぞれ示したものである。 $U_r=10.4\text{m/s}$ では、波峯の通過直後の風波場であり、水面直下に気流のはく離によるものと考えられる渦が生成されている様子を捕ら

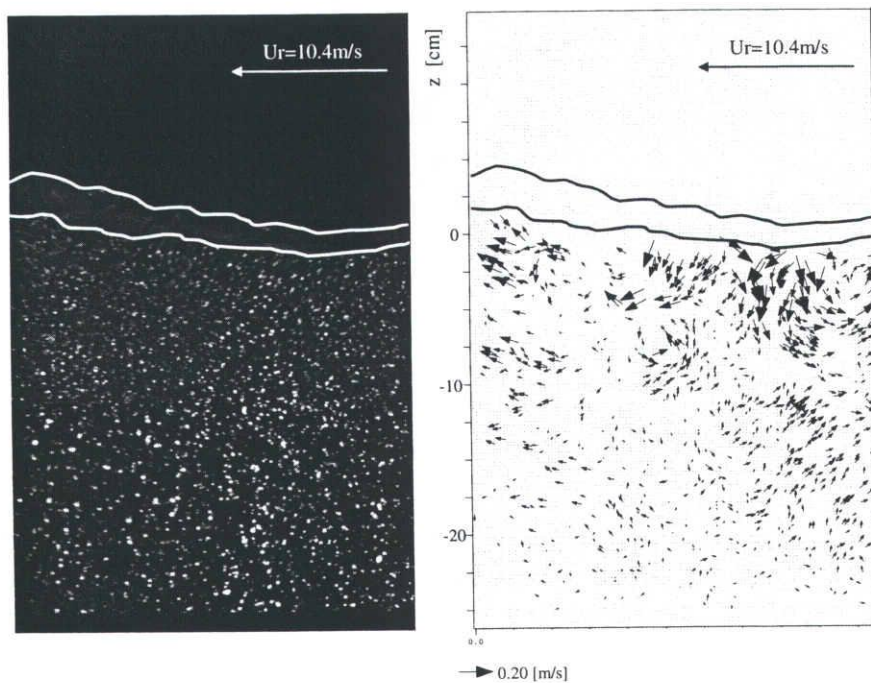
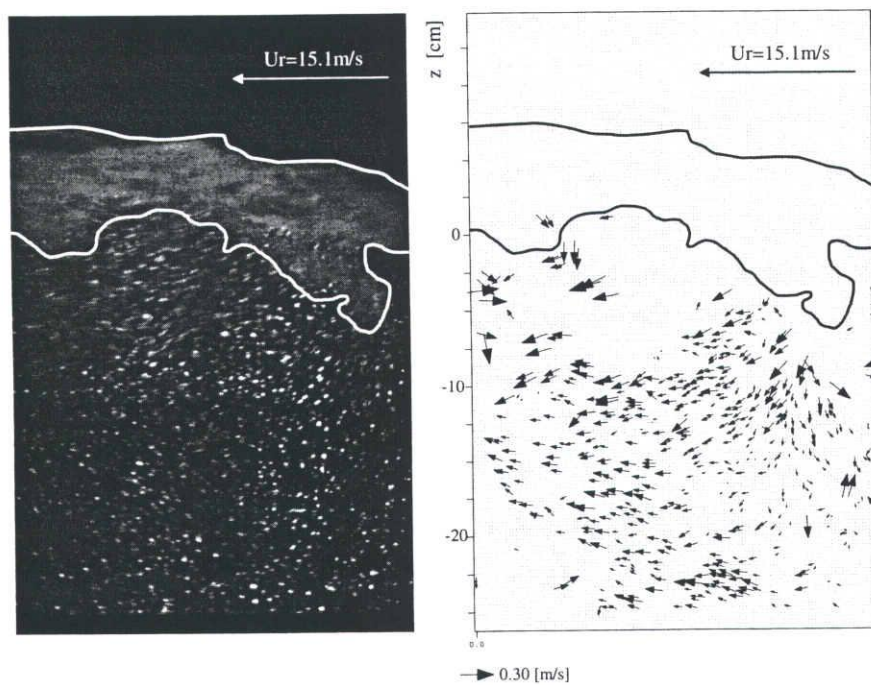
(a) $U_r = 10.4 \text{ m/s}$ (b) $U_r = 15.1 \text{ m/s}$

図 3.11 風速 $U_r = 10.4$ および 15.1 m/s 下の可視化画像と流速ベクトル分布

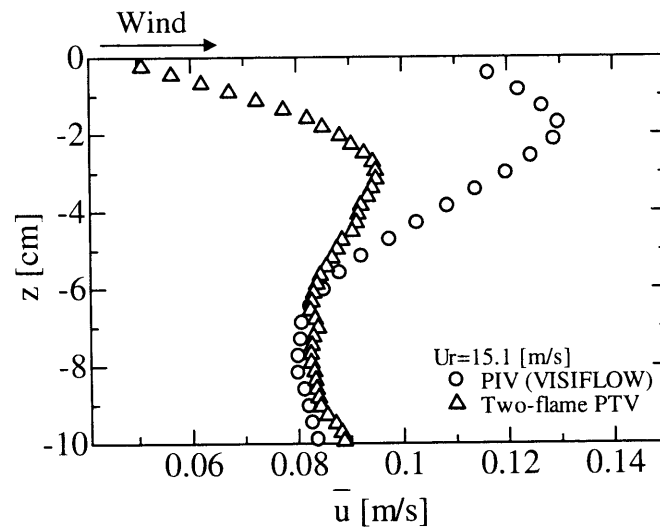


図 3.12 風速 $U_r=15.1\text{m/s}$ における PIV(VISIFLOW) および Two-flame PTV による時間平均水平流速 \bar{u} の鉛直分布の比較

えていることがわかる。このときの流速の値は、表層付近 ($z \geq -10\text{cm}$) で強くなるものの、それより下層では弱くなっている。つまり、気流のはく離によって生じる応力は、比較的表層で卓越するものの、下層への寄与・伝達が小さいと推察できる。

$U_r=15.1\text{m/s}$ の場合、白波生成時の風波場であり、砕波を介した気泡混入による斜め下向きの強い流速と、 $z=-15\text{cm}$ 付近で水平流速が卓越するベクトル分布が存在していることがわかる。流速は水面から下層まで全層に渡って発達しており、砕波応力が下方への伝達と吹送流への駆動力作用の役割をしているものと考えられる。

図 3.12 は、PIV(VISIFLOW) および Two-flame PTV によって解析された時間平均水平流速 \bar{u} の鉛直分布を風速 $U_r=15.1\text{m/s}$ について比較したものである。Two-flame PTV の \bar{u} の値は、 $z=-6\text{cm}$ 以深まで PIV の値と一致しているが、これより上層では PIV の値に比べ過小傾向となる。さらに表層付近では、Two-flame PTV の \bar{u} の値は急激に減少するようになり、この傾向は PIV の流速値に比べてより顕著となっていることがわかる。この原因は、表層付近の流速ベクトルの精度・算出数によるものと考えられ、粒子追跡法の長所は前述したとおりであるが、短所は第 1 画像の着目粒子に対応する第 2 画像の候補粒子が存在しなければ流速ベクトルを算出することができない点にある。つまり、レーザー光と気泡や水面変動の干渉・屈折による光散乱によって、候補粒子が消えてしまったり、あるいは、砕波による強い攪乱によって、カメラの撮影速度が粒子像を追従できないために粒子像が伸びてしまうなどの原因が誤ベクトルの結果を引き起こし、表層付近の不自然な流速の分布を形成するものと推察される。したがって、吹送流の平均流速の鉛直分布を正確に知るためには、粒子を個々に追跡するのではなく、粒子像群の輝度値分布を利用する相関法による PIV 手法が有意ではないかと考えられる。

3.3.3 直接相互相関法による風波砕波下の流れ場への適用

ここでは、PIVの主要な手法の一つである直接相互相関法 (Direct Cross-Correlation Method, Direct-CCM) についての手法を説明し、その手法の強風下における水面表層の流れ場への適用性を明らかにする。

直接相互相関法

直接相互相関法¹²⁾は、局所的な輝度パターンの類似度を相互相関で評価するものであり、相互相関値の算出に直接的な相互相関関数の定義式を用いる。測定原理は、微小時間だけ異なる2時刻の可視化画像がデジタル画像として存在する場合、先の時刻に取得した第1画像中の検査領域の輝度値パターンが、次の時刻に取得した第2画像中のどの位置に移動したかを相互相関関数を用いて検出するものである。一般的な信号処理として、二つの時系列信号の位相関係を相互相関関数で調べることが行われるが、これを2次元画像輝度値パターンの信号に対して適用したものと考えられる。

すなわち、2種類の2次元信号(輝度値) $f(x, y)$, $g(x, y)$ を用いて相互相関関数の計算を示せば、原関数 $f(x, y)$ と $g(x + \Delta x, y + \Delta y)$ との相互相関関数 $C_{fg}(\Delta x, \Delta y)$ は次式のように定義される。

$$C_{fg}(\Delta x, \Delta y) = \overline{f(x, y)g(x + \Delta x, y + \Delta y)}$$

$$= \lim_{L_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{L_0^2} \int_{-L_0/2}^{L_0/2} \int_{-L_0/2}^{L_0/2} f(x, y)g(x + \Delta x, y + \Delta y) dx dy \quad (3.10)$$

ここで、 L_0 は領域サイズである。実際に取り扱う原関数 f , g は連続的に与えられないので、次式の離散表現の定義式で相互相関関数を計算することになる。

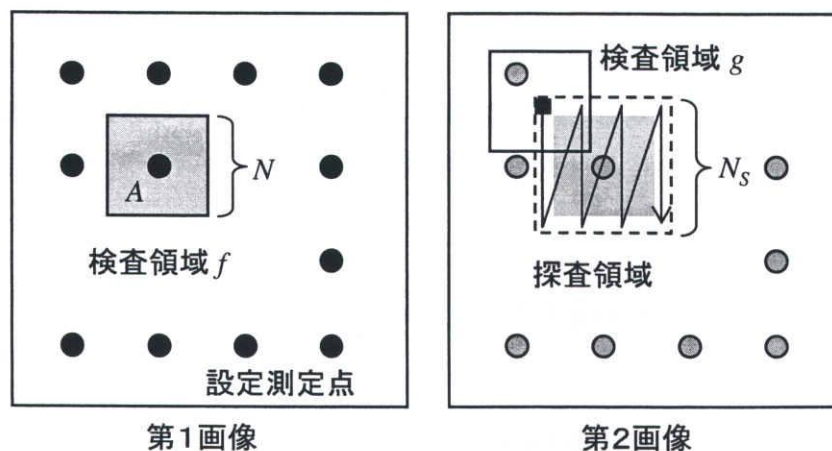


図 3.13 直接相互相関法の処理手順の概略

$$C_{fg}(\Delta x, \Delta y) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N f(x_i, y_j) g(x_i + \Delta x, y_j + \Delta y) \quad (3.11)$$

ただし、検査領域サイズは $N \times N$ [pixel] とする。また、相互相関を取るとき、値域が $[-1, 1]$ の範囲をとる次式の相互相関係数で評価している。

$$R_{fg}(\Delta x, \Delta y) = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \{f(x_i, y_j) - f_m\} \{g(x_i + \Delta x, y_j + \Delta y) - g_m\}}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \{f(x_i, y_j) - f_m\}^2 \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \{g(x_i + \Delta x, y_j + \Delta y) - g_m\}^2}} \quad (3.12)$$

ここで、 f_m 、 g_m はそれぞれ第1、第2画像における $N \times N$ の検査領域内の輝度値パターン f 、 g の平均値を表す。この手法は前章で述べた FFT 相互相関法 (FFT-based Cross-Correlation Method, FFT-CCM) よりも計算量が増大し、また画像解析に与えるパラメータが多くなるが、測定精度の点で FFT 相互相関よりも有利になると言われている。

図 3.13 は直接相互相関法による輝度値パターン移動量検出の概略を示したものである。最初に第1画像における任意の位置 A を中心とする $N \times N$ の検査領域を設定する。次に、第2画像の中に同じ位置 A を中心とする $N_S \times N_S$ の領域を探索領域として設ける。さらに、探索領域内に中心を持つ多くの候補領域の中で第1画像に設定した検査領域の輝度値パターンと最も類似した領域を、式 (3.11) または (3.12) で示した相互相関の最も高い値を持つ領域として求める。

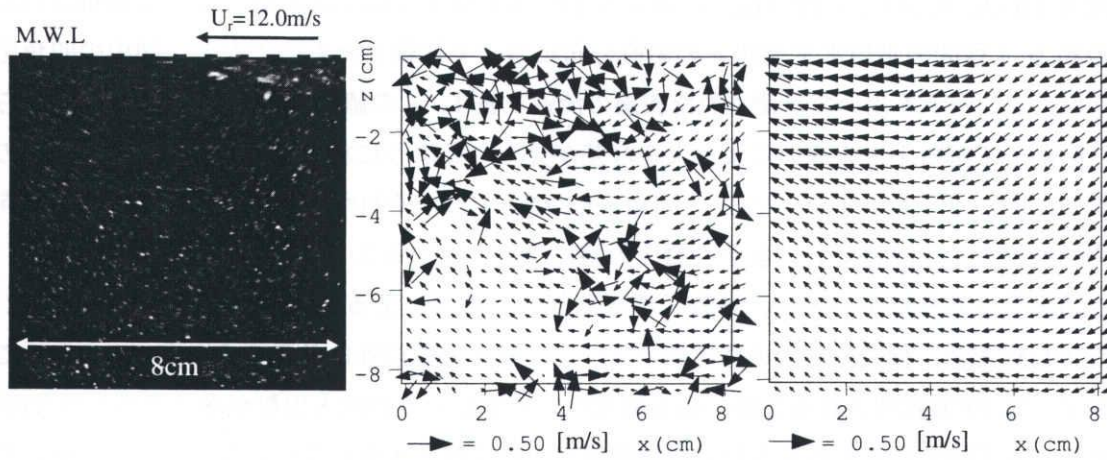
パラメータの設定

直接相互相関法では、検査領域サイズ N と探索領域サイズ N_S が主要なパラメータとなる。検査領域サイズ N は、基本的に自由に設定可能であるが、実際にはどの画素位置が検査領域の中心であるかを明確にするために奇数値とすることが多い。また、パラメータ N の決定は、粒子数の密度とも密接な関係がある。例えば、輝度値パターンの変形を抑えるために小さな N を用いた場合、トレーサ粒子が検査領域内に全く存在しない場合や1個しか捕らえられていない場合が考えられる。このような場合、相互相関による輝度値パターンの移動量計測が正しく行われなくなる。一般には、 $N \times N$ pixel の検査領域中に5個以上のトレーサ粒子が取り込まれるように N のサイズを決める。

次に、探索領域サイズ N_S は、輝度値パターンの画像上での最大移動量との関連で決定する必要がある。予想される最大移動量を X_{\max} と表すと、

$$|X_{\max}| < \frac{N_S}{2} \quad (3.13)$$

の条件を満足することが、探索領域サイズ N_S の決定の目安になる。探索領域サイズ N_S は、検査領域サイズ N と同様に任意の値を取り得るが、本研究では検査領域サイズ N を 33 pixel、探索領域サイズ N_S を基準風速 U_r の5%の移動距離を基に決定している。



(a) 可視化画像

(b) FFT - CCM

(c) Direct - CCM

図 3.14 風速 $U_r=12.0$ m/s における平均水面より下層の可視化画像と FFT 相互相関法 (FFT-CCM) および直接相互相関法 (Direct-CCM) の各 PIV 解析による流速ベクトル分布

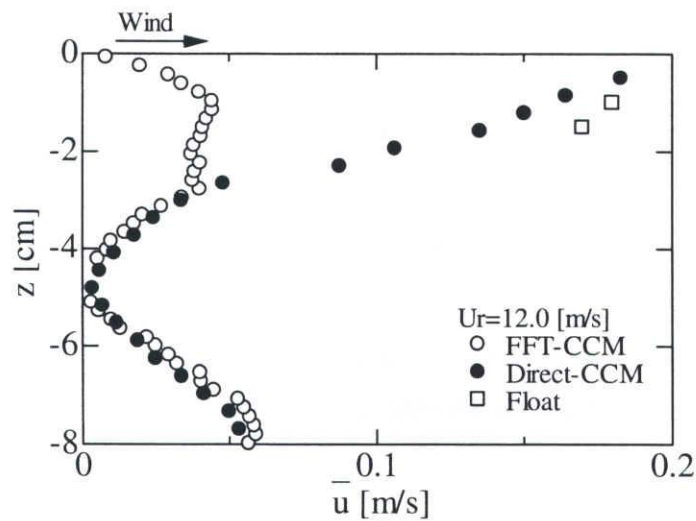


図 3.15 風速 $U_r=12.0$ m/s での FFT-CCM および Direct-CCM による時間平均水平流速 \bar{u} の鉛直分布の比較

直接相互相関法と FFT 相互相関法の比較

図 3.14 は、ある時刻での風速 $U_r=12.0$ m/s における水深 $z=0 \sim -8$ cm までの可視化画像とその画像に FFT 相互相関法 (FFT-CCM) および直接相互相関法 (Direct-CCM) による PIV 手法を適用させて解析したそれぞれの流速ベクトルの空間分布を示す。FFT-CCM の場合、過誤ベクトルが表層付近に多く算出されているが、Direct-CCM の場合、平均水面直下から下層まで高精度に流速ベクトルが算出されていることがわかる。

図 3.15 は、風速 $U_r = 12.0$ m/s における FFT-CCM と Direct-CCM によって解析された流速の約 16.4 秒間の平均水平流速 \bar{u} の鉛直分布について比較したものである。図中の四角記号 (□) は、フロートを用いて計測された表層の流速を表す。 \bar{u} の値は、水深 $z = -3$ cm 付近から水面に向かって解析手法の違いにより大きな差が見られるようになる。FFT-CCM では、 \bar{u} の値が水面に向かって減少するのに対し、Direct-CCM では、それが水面に向かって風向き方向に期待通り増大し、フロートによる表層流の値にほぼ一致するようになることがわかる。

このような解析結果の差は、検査・探査領域の自由度によるものと考えられる。なぜなら、FFT-CCM では、検査領域内の輝度値パターンが検査領域以外にも周期的に繰り返されることを仮定して FFT 処理されるため、検査領域内へのトレーサの流入出数が多くなるような画像、つまり、本実験で捕らえるような平均移動量が大きくなる水面に近い画像になるほど測定精度が低下してしまう。そのため、流速が減少する矛盾が過誤ベクトルの影響によって生じたものと言える。その一方、Direct-CCM では、この輝度値パターンの周期性の仮定を用いないため、測定精度が向上したのと考えられる。

これより、気泡を伴った強乱流場が形成される $z \approx -8$ cm より上層には、解析精度の高い Direct-CCM を、それより下層には解析処理が早い FFT-CCM を適用させて水粒子速度を算出すれば良いことがわかる。

平均水平流速に対するトラフレベルの影響

図 3.16 は、Direct-CCM によって解析された風速 $U_r = 12.0$ m/s における測点 W03 での平均水面から下層の流速ベクトルの時間変化 ($t = 9 \sim 10$ s) を示したものである。速度ベクトルの時間変化は、平均流や渦運動のような成分に比べ波動成分が支配的であるけれども、平均水面から水深 $z = -2$ cm までの表層において、風向きの速い流れが卓越していることがわかる。

トラフレベルを捕らえた表層の可視化画像は、平均水面とトラフレベルの間に水塊が存在し

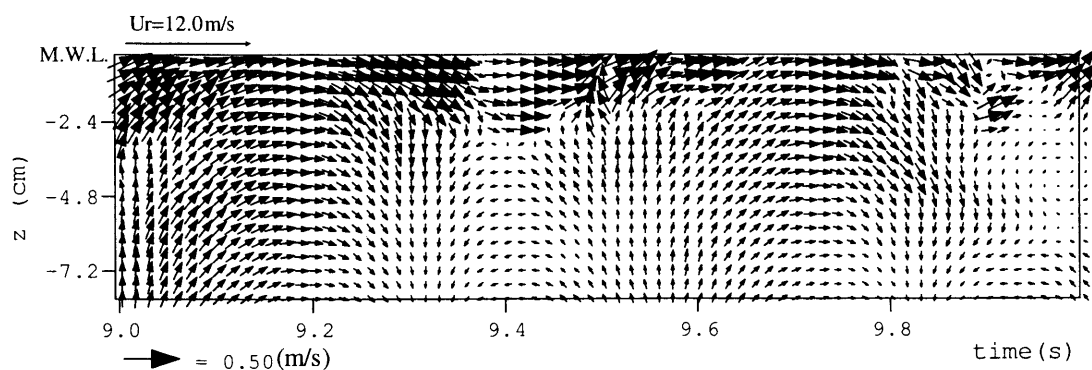


図 3.16 Direct-CCM によって解析された測点 W03 での平均水面下より下層の流速ベクトルの時間変化 ($t = 9 \sim 10$ s)

ないために、過誤ベクトルを発生させる要因と考えられるが、トラフレベルを捕らえている可視化画像は、2,048枚の連続画像中1%(20枚)程度に過ぎなかったので、時間平均水平速度 \bar{u} はそれらの影響を無視して算出することにした。

3.4 水面表層における吹送流の鉛直分布

3.4.1 吹送流の鉛直分布と流量

水槽両端の水位差によって引き起こされる戻り流れは、水槽底面の摩擦を無視すれば鉛直一様に分布し、その値は前章の式(2.5)より U_B として与えることができる。そして、PIV解析によって直接得られる実測値 \bar{u} から戻り流れ U_B を差し引くことによって、風応力のみによる純粋な吹送流を数値的に速度 $\tilde{u}(=\bar{u}-U_B)$ として求めることができ、その鉛直分布を定式化することが可能になる。

図3.17は、平均水面から水深 $z=-20$ cmまでの吹送流の流速 \tilde{u} とフロートによる表層流 U_S の鉛直分布の比較を各風速 U_r について示したものである。 \tilde{u} の値と同様に U_S の値は、フロートによって計測された実測値から戻り流れ U_B を差し引いているが、その値には、オイラー速度の測定から検出し得ない水粒子実質部分のラグランジュ的移動と水面変動の干渉による $Stokes\ drift$ および白波砕波による $Surface\ roller$ の作用を含んでいる。それにもかかわらず、 U_S の値はいずれの風速に対しても \tilde{u} の値によく一致している。つまり、フロート運動の計測による $Stokes\ drift$ および $Surface\ roller$ の影響は、平均水面下では無視できるものと言える。また、 \tilde{u} の値は、 U_r の増加とともに大きくなり、砕波を伴う $U_r=10.4$ および 12.0 m/sの強風速下にな

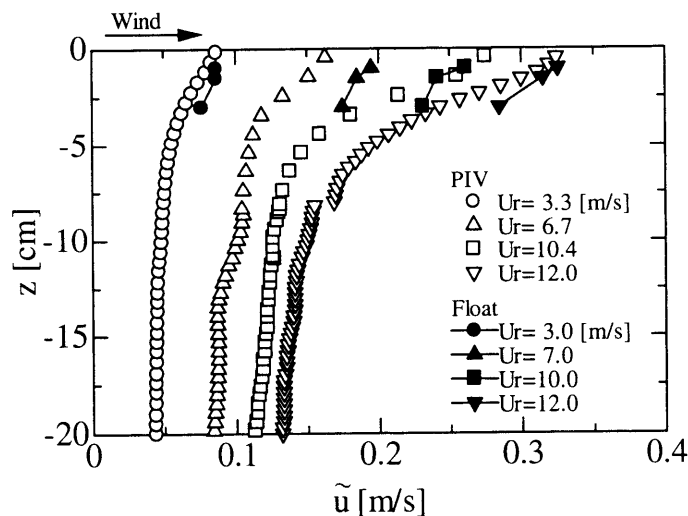


図 3.17 吹送流の流速 \tilde{u} とフロートによる表層流 U_S の鉛直分布の比較

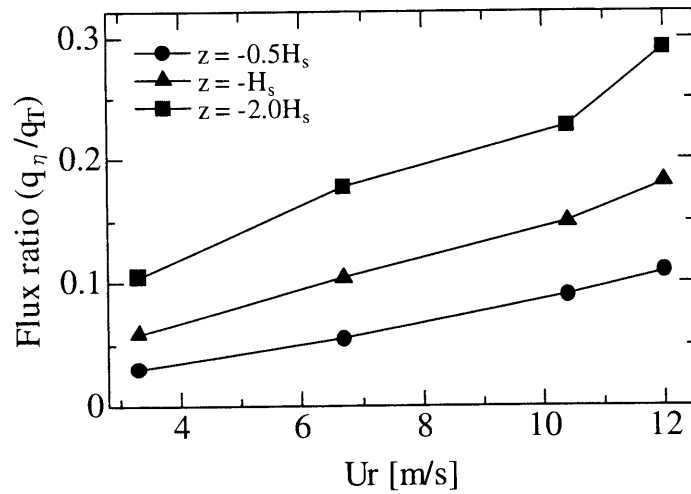


図 3.18 表層の流量 q_η の吹送流の全流量 q_T に占める割合 q_η/q_T と風速 U_r の関係

ると、有義波高の約2倍の深さから水面に向かって急激に増加するようになる。すなわち、このような \tilde{u} の鉛直分布は、砕波を介して供給される運動量の下方伝達に対応する分布を表しているものと推察される。そこで、平均水面から有義波高 H_S の0.5, 1および2倍までの表層の厚さを η ($= -0.5H_S, -H_S$ および $-2H_S$) と定義し、そこでの輸送量 q_η を $q_\eta = \int_\eta^0 \tilde{u}(z) dz$ と算出することによって、吹送流に及ぼす砕波の駆動力の影響を明らかにする。

図 3.18 は、吹送流の全流量 q_T に占める表層の流量 q_η の割合 q_η/q_T と風速 U_r の関係を示したものである。 q_η/q_T の値は、いずれの表層についても風速の増大とともに増加するようになる。強風速の $U_r = 10.4$ m/s では、有義波高の2倍の表層内において q_T の2割を超える流量が輸送される。さらに $U_r = 12.0$ m/s になると、 q_T の約3割がそこで輸送され、このときの輸送量は、弱風速 $U_r = 3.3$ m/s の概ね3倍に相当することがわかる。すなわち、砕波による駆動力作用が表層の吹送流の速度増加および下方への発達に重要な役割を担っていることを示唆するものである。

3.4.2 吹送流の鉛直分布モデル

吹送流の鉛直分布モデルの算出には、前述の図 3.17 に示した実測値 \tilde{u} に最小2乗法を適用させて定式化を行う。その際、次式のべき則と対数則をそれぞれ回帰させることによって、モデル化される。

$$\tilde{u}(z) = \alpha (z + h)^\beta \quad (3.14)$$

$$\tilde{u}(z) = u_{sc} - \frac{u_* w}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (3.15)$$

ここで、 z_0 は式 (3.14) と (3.15) によって表される流速 \tilde{u} の交差する水深を示す粗度長 (roughness

length), u_{sc} は $z = z_0$ の水深での \tilde{u} の値, u_{*w} は水側の摩擦速度および $\kappa (= 0.41)$ はカルマン定数である.

具体的には, 以下の i. ~ iv. の手順に従う.

- i. 式 (3.14) および (3.15) に回帰させるための対象データの範囲を設定する.

$$z = \begin{cases} 0 & \sim -z_{0i} & ; \text{べき則} \\ -z_{0i} & \sim -h & ; \text{対数則} \end{cases}$$

ここで, z_{0i} は初期の交差水深を表し, 本研究では各風速 U_r における表 3.1 に示す有義波高 H_S の 2 倍の値を用いる.

- ii. 最小 2 乗法により, べき則の係数 α , β と対数則の未知定数 u_{*w} , z_0 を確定する. このときの最適値の算出方法を対数則を基に説明する¹³⁾. まず, x , y が 2 つの未知定数 A , B を含む理論式

$$\ln y = A \ln x + B \quad (3.16)$$

に従うとすれば, 最適な A , B の値は, 各点から式 (3.16) に鉛直に下ろした線分の長さの 2 乗和が最小となるように決定される. すなわち,

$$E(A, B) = \sum_{i=1}^N (\ln y_i - A \ln x_i - B)^2 \quad (3.17)$$

を最小にする A , B を求めれば, それが最適値 \tilde{A} , \tilde{B} となる. なお, N は全データ数を意味する. また, このような A , B は次式の 2 つの条件を満たしている.

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial A} = 2 \left\{ A \sum_{i=1}^N (\ln x_i)^2 + B \sum_{i=1}^N \ln x_i - \sum_{i=1}^N \ln x_i \ln y_i \right\} = 0 \\ \frac{\partial E}{\partial B} = 2 \left\{ A \sum_{i=1}^N \ln x_i + BN - \sum_{i=1}^N \ln y_i \right\} = 0 \end{cases} \quad (3.18)$$

この 2 式は A , B に関する連立 1 次方程式であることから, それを解いて,

$$\begin{cases} \tilde{A} = \left\{ \frac{N \sum_{i=1}^N \ln x_i \cdot y_i - \sum_{i=1}^N \ln x_i \sum_{i=1}^N \ln y_i}{N \sum_{i=1}^N (\ln x_i)^2 - \left(\sum_{i=1}^N \ln x_i \right)^2} \right\} \\ \tilde{B} = \left\{ \frac{\sum_{i=1}^N (\ln x_i)^2 y_i \sum_{i=1}^N \ln y_i - \sum_{i=1}^N \ln x_i \sum_{i=1}^N \sum_{i=1}^N \ln y_i}{N \sum_{i=1}^N (\ln x_i)^2 - \left(\sum_{i=1}^N \ln x_i \right)^2} \right\} \end{cases} \quad (3.19)$$

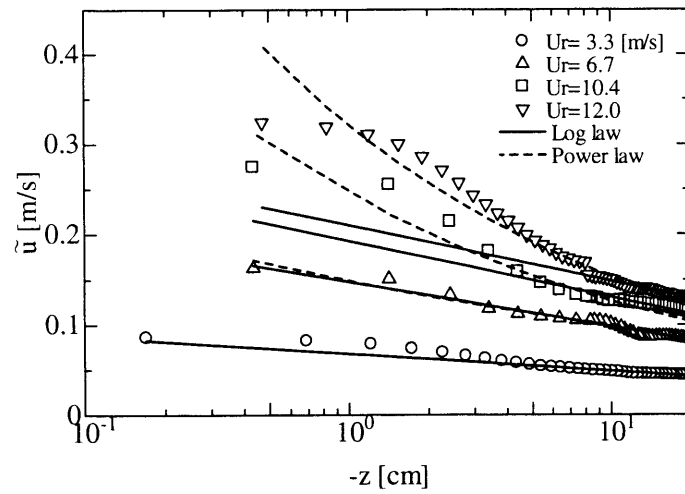


図 3.19 べき則および対数則の各回帰曲線と実測値との水面表層における吹送流の流速 \tilde{u} の鉛直分布の比較

となり、最適値 \tilde{A} , \tilde{B} を求めることができる。これより、摩擦速度 u_{*w} および粗度長 z_0 は、以下のように算出される。

$$\tilde{A} = -\frac{u_{*w}}{\kappa} \quad (3.20)$$

$$\tilde{B} = u_{sc} + \frac{u_{*w}}{\kappa} \ln z_0 \quad (3.21)$$

の関係より、

$$u_{*w} = -\kappa \tilde{A} \quad (3.22)$$

$$z_0 = \exp \left\{ \frac{\kappa}{u_{*w}} (\tilde{B} - u_{sc}) \right\} \quad (3.23)$$

また、べき則の係数 α , β についても対数則と同様な算出方法で求められる。

iii. 式 (3.14) と (3.15) の交差する水深 z_i を求める。

iv. iii. より得られる z_i を z_{0i} と置き換え、i. の対象データの範囲を変更する。

以上、交差点 z_i と式 (3.23) による z_0 との値の差が一定値以下になるまで上述の操作を繰り返すことによって、最適な吹送流の鉛直分布の定式化が行われる。

図 3.19 は、式 (3.14) および (3.15) による回帰式と実測値によって得られた表層における吹送流の水平速度 \tilde{u} の鉛直分布を各風速 U_r について比較したものである。 $U_r = 3.3$ m/s の場合、実測値 \tilde{u} は全水深に渡って対数則の回帰曲線によく一致する。これより、さざ波がわずかに発生する程度では、水面直下でさえ非対数則層が形成されないことがわかる。 $U_r = 6.7$ m/s 下の風波は $U_r = 3.3$ m/s の場合よりも発達しているが、波峰に白波が生成されるほど発達していないため、 \tilde{u} の値は $U_r = 3.3$ m/s の場合と同様に、平均水面まで対数則の回帰曲線に従う。測点

W03 付近で白波が発生し始める $U_r = 10.4$ m/s の場合, \tilde{u} の値は平均水面近くで対数則の回帰曲線から離れ, べき則のそれに一致するようになる. さらに, $U_r = 12.0$ m/s になると, \tilde{u} の値は水深 $z = -10$ cm 付近で対数則の回帰曲線から離れるようになり, そこから水面に向かってべき則のそれに従うようになることが明らかである.

これらの算出された吹送流の鉛直分布モデルの精度を確かめるため, そのモデルによって得られる吹送流の全流量 \tilde{q}_T と実測値による全流量 $q_T (= -U_B h)$ との比較を行う. q_T の値には, Stokes drift による流量 q_{SD} および Surface roller による流量 q_{SR} を含んでいるが, \tilde{q}_T の値にはこれらの流量を含んでいない. そのため, \tilde{q}_T を q_T と比較する上で, 流量 q_{SD} および q_{SR} を考慮する必要がある.

そこで, q_{SD} の値を次式によって近似的に算出する.

$$\left. \begin{aligned} q_{SD} &= \frac{1}{8} kc H_S^2 \coth(kh) \\ c &= \frac{g T_S}{2\pi}, \quad k = \frac{4\pi^2}{g T_S^2} \end{aligned} \right\} \quad (3.24)$$

ここで, k は波数, g は重力加速度, T_S は有義波周期および c は波速である.

次に, q_{SR} の値を Duncan¹⁴⁾ の Surface roller model に基づいて, 次式によって算出する.

$$\left. \begin{aligned} q_{SR} &= \frac{A}{T_S} \\ A &= \frac{0.015c^4}{g^2 \sin^2 \theta}, \quad \theta = 15^\circ \end{aligned} \right\} \quad (3.25)$$

ここで, A は Surface roller の面積である. したがって, 流量 q_{SD} および q_{SR} を含む吹送流の全流量 $\tilde{\tilde{q}}_T$ は, 以下のように定められる.

$$\begin{aligned} \tilde{\tilde{q}}_T &= \int_{-z_0}^0 \alpha(z+h)^\beta dz + \int_{-h}^{-z_0} \left(u_{sc} - \frac{u_{*w}}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \right) dz + q_{SD} + q_{SR} \\ &= \tilde{q}_T + q_{SD} + q_{SR} \end{aligned} \quad (3.26)$$

さらに, 吹送流の全流量に及ぼすべき則層の影響を明らかにするために, 図 3.20 に示す対数則の回帰曲線のみによって求められる全流量 \hat{q}_T を同様に次式より算出する.

$$\hat{q}_T = \int_{-h}^0 \left(u_{sc} - \frac{u_{*w}}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \right) dz + q_{SD} + q_{SR} \quad (3.27)$$

すなわち, $\tilde{\tilde{q}}_T$ と \hat{q}_T の流量の差がべき則層の輸送量を表していることになる.

図 3.21 は, 各回帰曲線と実測値より求めた吹送流の全流量 $\tilde{\tilde{q}}_T$, \tilde{q}_T , \hat{q}_T および q_T の比較を各風速 U_r について示したものである. $U_r = 3.3$ および 6.7 m/s の場合, いずれの全流量の値もほとんど同じであり, 全流量に及ぼすべき則層, Stokes drift および Surface roller の影響は全く関係ない. しかし, 白波砕波を伴う $U_r = 10.4$ および 12.0 m/s になると, \tilde{q}_T および \hat{q}_T の値は, q_T の値に比べて過小評価となるが, $\tilde{\tilde{q}}_T$ の値は q_T の値によく一致している. この結果, 強風下における水面直下の吹送流の鉛直分布には, べき則を適用すべきであり, 同時に, その輸送量

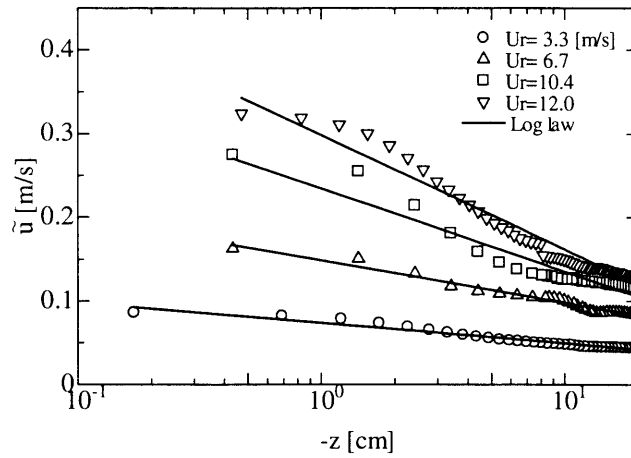


図 3.20 対数則の回帰曲線と実測値との水面表層における吹送流の流速 \tilde{u} の鉛直分布の比較

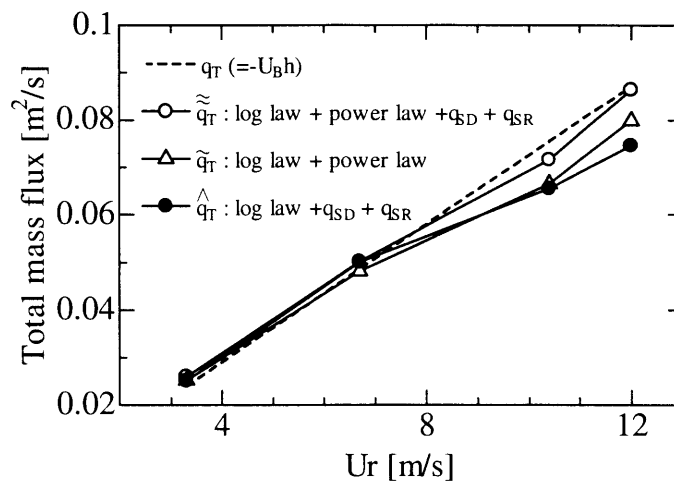


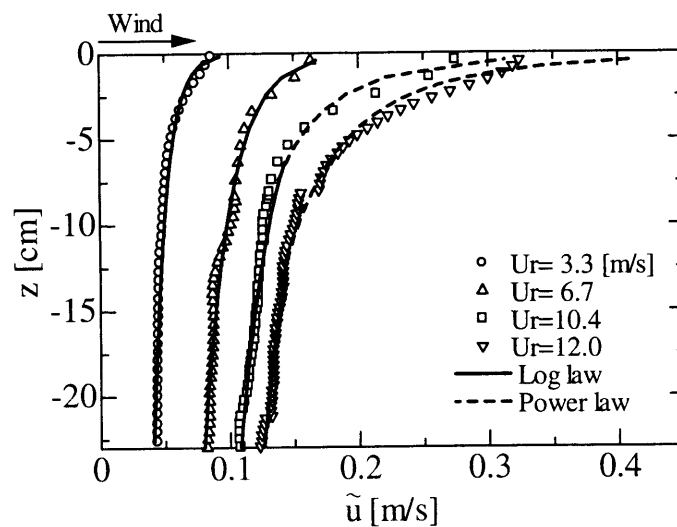
図 3.21 各回帰曲線と実測値より求めた吹送流の全流量 \tilde{q}_T , \hat{q}_T , \tilde{q}_T および q_T の比較

の算出には、べき則層の影響のみならず Stokes drift および Surface roller の影響も考慮する必要があることを意味するものである。

表 3.2 は、このときの各風速 U_r における式 (3.14) および (3.15) の風波パラメータであり、これらの値を用いた吹送流の鉛直分布モデルを図 3.22 に示す。これより、今まで計測の困難さから空白域であった平均水面直下から対数則層までの吹送流の鉛直分布が正確に与えられるようになる。そして、Kitaigorodskii ら¹⁵⁾によって初めて指摘された非対数則層の存在を確認することができる。その層が水面直下でべき則に従いながら風速とともに下方へ発達して行くが、その厚さは、白波状態の強風下であっても有義波高の約2倍に留まることがわかる。

表 3.2 各風速 U_r における風波パラメータ

U_r [m/s]	u_{sc} [m/s]	u_{*w} [m/s]	z_0 [cm]	α	β
3.3	0.09	0.44×10^{-2}	0.3	-	-
6.7	0.16	0.90×10^{-2}	0.5	-	-
10.4	0.13	1.11×10^{-2}	7.0	0.25	-0.29
12.0	0.14	1.12×10^{-2}	12.2	0.32	-0.32

図 3.22 各風速 U_r におけるべき則および対数則によって定式化された吹送流の鉛直分布

3.4.3 風波パラメータ

水側の摩擦速度 u_{*w} や粗度長 z_0 は、風波下においてどのような運動スケールが鉛直混合の原因となるのかを表す重要なパラメータである。仮に平均水面直下の流速分布が壁法則に従うならば、大気側のせん断応力 $\tau_a (= \rho_a u_{*a}^2)$ と水側のせん断応力 $\tau_w (= \rho_w u_{*w}^2)$ の連続条件より水側の摩擦速度 \hat{u}_{*w} は

$$\hat{u}_{*w} = u_{*a} \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}} \quad (3.28)$$

として表すことができる。ここで、 ρ_a および ρ_w は空気および水の密度である。

図 3.23 は、表 3.2 に示した u_{*w} と式 (3.28) より求めた \hat{u}_{*w} を各風速 U_r について比較したものである。図中の白三角および四角は、Bye¹⁶⁾ および Churchill and Csanady¹⁷⁾ による現地観測によって得られた摩擦速度 u_{*w} を表す。 $U_r \leq 8.0$ m/s では、 u_{*w} の値は現地観測も含めて \hat{u}_{*w} にほぼ一致する。しかし、 $U_r > 8.0$ m/s になると、その値は U_r の増大にも関わらず、ほぼ一定となる。すなわち、 $U_r > 8.0$ m/s での $u_{*w} \neq \hat{u}_{*w}$ の関係は、水面下で壁法則が成立しな

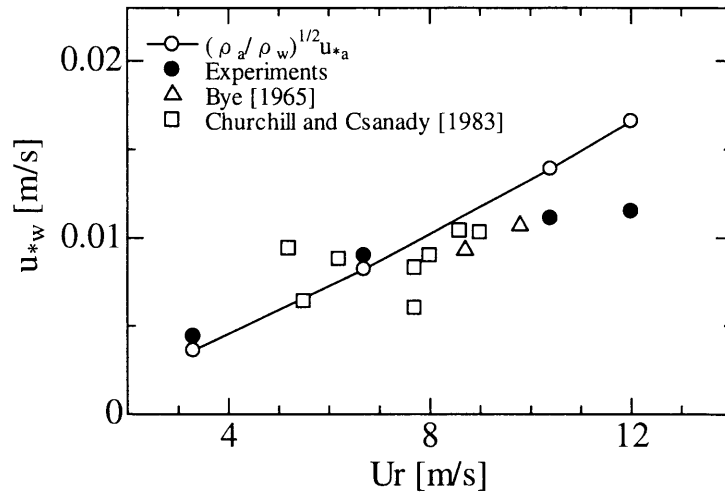


図 3.23 水側の摩擦速度 u_{*w} と風速 U_r の関係

いことを明示している。そして、 U_r に依らず u_{*w} の値がほぼ一定となる事実は、べき則層より下層の対数則層では、流速の増加が小さくなることを意味している。つまり、吹送流への碎波による駆動力作用がべき則層の発達を担うために、強風下では、壁法則を仮定したせん断応力の連続条件が成立しなくなるものと推察される。

図 3.24 は、水側の摩擦速度 u_{*w} と粗度長 z_0 の関係を示したものである。図中の破線は、Bye による Charnock の関係 $z_0 = au_{*a}/g$ を水側に仮定して求めた $z_0 = 1.25 u_{*w}$ の分布を示したものである。それは、大気側のせん断応力が 100%水側に輸送されると仮定し、理論と実測値を踏まえ、 $a = 1.4$ および $\sqrt{\rho_a/\rho_w} = 0.034$ として z_0 を求めている¹⁸⁾¹⁹⁾。 $U_r < 8.0$ m/s では、 z_0 の値は Bye の関係式にほぼ対応するが、 $U_r > 8.0$ m/s になると、その値はその関係式より

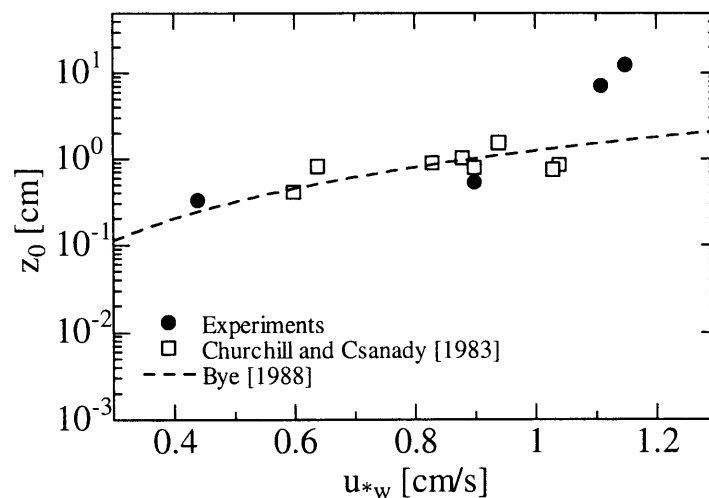


図 3.24 水側の摩擦速度 u_{*w} と粗度長 z_0 の関係

過大に評価されるようになる。Bye の関係式は、 u_{*w} と z_0 が共に壁法則に従うことを仮定していることから、べき則層の厚さに相当する z_0 がこの関係から外れるのは当然の結果と言える。しかしながら、この事実はべき則層の重要性を示唆するものであり、強風下の水面下では、べき則層を考慮した Charnock の関係に相当するような風波パラメータの確立が必要である。

3.5 結 語

本章では強乱流場の流速計測を可能とする PIV 手法を開発すると同時に、二重床風洞水槽によって得られる吹送流の全流量を基に、平均水面直下の吹送流の鉛直分布、流量および風波パラメータについて検討した。以下にその主要な結果についてまとめる。

1. 粒子追跡法の 2 時刻粒子追跡法 (Two-flame PTV) と相関法の直接相互相関法 (Direct-CCM PIV) の手法を開発し、風波場に適用させた。その結果、白波立った水面直下の気泡と強い攪乱を伴う速度場の高精度な流速値の算出には、直接相互相関法が適していることがわかった。
2. 強風下の吹送流の鉛直分布は、有義波高の約 2 倍の深さから水面へ急激な風向き方向の増加を示し、風速 $U_r=12.0\text{m/s}$ になると、吹送流の全流量の約 3 割が表層で輸送されることがわかった。さらに、このときの流量が $U_r=3.3\text{m/s}$ の 3 倍にも相当していることから、碎波による駆動力作用が水面表層の吹送流の発達および下方への拡大に重要な影響を及ぼしていると推察される。
3. 戻り流れの影響を数値的に差し引いた純粋な吹送流の流速値を基に、べき則および対数則を適用させた最小 2 乗法によって、吹送流の鉛直分布の定式化を行った。その結果、碎波を伴う強風速になると、水面直下にはべき則層が形成されることが明らかになった。
4. 吹送流の鉛直分布の定式化の妥当性を検証するために、下段水路から検出された吹送流の全流量との比較を行った。その結果、強風下における水面直下の吹送流の輸送量の算出には、べき則層の影響のみならず、*Stokes drift* および *Surface roller* の影響も考慮する必要があることがわかった。これによって、今まで計測の困難さから空白域であった平均水面下の流速分布が正確に与えられるようになった。
5. 従来から言われて来た水面下の非対数則層の存在を明確にし、その層がべき則に従いながら風速の増大とともに下方へと発達するものの、その層厚が白波状態の強風下であっても有義波高の 2 倍程度に留まることを明らかにした。
6. 強風時の白波立った水面下では壁法則を仮定したせん断応力の連続条件が成立しないことを示した。このことは、べき則層の発達によるものであり、その層を考慮したモデル

の確立が必要であることを示唆するものである。

参考文献

- [1] Weber, J. E. and A. Melsom (1993) : Volume flux induced by wind and wave in a saturated sea, *J. Geophys. Res.*, Vol.98, pp.4739-4745.
- [2] Mituyasu, H. (1985) : A note on the momentum transfer from wind to waves, *J. Geophys. Res.*, Vol.90, pp.3343-3345.
- [3] Melville, W. K. and R. J. Rapp (1985) : Momentum flux in breaking waves, *Nature*, Vol.317, pp.514-516.
- [4] 安田孝志・水谷夏樹・板野誠司・井坂健司・西部義彦・小林智尚 (2000) : 吹送流の発達と流速分布に及ぼす風波砕波の影響について, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp.441-445.
- [5] Cheung, T. K. and R. L. Street (1988) : The turbulent layer in the water at an air-water interface, *J. Fluid Mech.*, Vol.194, pp.131-151.
- [6] 竹原幸生・江藤剛寺司・前田崇雄・相武克彦 (2000) : PTV による風波発生時の水面近傍の気流・水流計測法, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp.101-105.
- [7] J. Wu (1975) : Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech.*, Vol.68, pp.49-70.
- [8] 近江和生・李航宇・Dao Hai Lam (2000) : PTV における粒子画像抽出の新アルゴリズム, 可視化情報, Vol.20, pp.39-47.
- [9] 大津展之 (1980) : 判別および最小 2 乗基準に基づく自動しきい値選定法, 電子通信学会論文誌, D, J-63, pp.349-356.
- [10] 尾崎弘・谷口慶治 (1988) : 画像処理-その基礎から応用まで-, 共立出版, 167p.
- [11] S. J. Baek, S. J. Lee (1996) : A new two-frame particle tracking algorithm using match probability, *Experiments in Fluid*, Vol.22, pp.23-32.
- [12] 木村一郎・高森年・井上隆 (1987) : 相関を利用した流れ場の速度ベクトル分布の画像計測-円後流の変動渦への適用, 計測自動制御学会論文集, 23-2, pp.101-107.
- [13] 高橋大輔 (1996) : 理工系の基礎数学 8 数値計算, 岩波書店, 52p.
- [14] Duncan, J. H. (1981) : An experimental investigation of breaking waves produced by a towed hydrofoil, *Proc. Roy. Soc. London*, A377, pp.331-348.

- [15] Kitaigorodskii, S. A., M. A. Donelan, J. L. Lumley, and E. A. Terray (1996) : Wave turbulence interactions in the upper ocean, II: Statistical characteristics of wave and turbulent components of the random velocity field in the marine surface layer, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.13, pp.1988-1999.
- [16] Bye, J. A. T. (1965) : Wind-driven circulation in unstratified lakes, *Limnol. Oceanogr.*, 10, pp.451-458.
- [17] Churchill, J. H., and G. T. Csanady (1983) : Near-surface measurements of quasi-Lagrangian velocities in open water, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.13, pp.1669-1680.
- [18] Bye, J. A. T. (1988) : The coupling of wave drift and wind velocity profiles, *J. Marine Res.*, 46, pp.457-472.
- [19] Charnock, H. (1955) : Wind-stress on water surface, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 81, pp.639-640.

第 4 章 海洋表層流の乱流構造に関する研究

4.1 概 説

大気－海洋間における運動量輸送やガス交換過程には，風波直下の乱流境界層が深く関わっている．Toba and Kawamura¹⁾は，局所平衡状態の風波の相似則に基づいて乱流境界層の特性を明らかにしている．そこでは低周波の乱流バーストによって特徴付けられることから，Downward-bursting boundary layer(DDBL)と呼ばれている．さらに，安田ら²⁾は，碎波を伴う風波直下の高周波乱流成分に着目し，水面下に著しい乱流エネルギーを有するバースト層が生成されることを明らかにしている．こうした海面バーストの存在が強風下の吹送流の渦拡散を支配しているものと推察される．

白波立つ海面下の乱流モデルの構築においては，碎波せん断応力を考慮したモデルの提案も行われているが(例えば，Ly⁴⁾；Craig⁵⁾；山下ら⁶⁾)，海面バーストとの物理的な関係にはまだ不十分な点が多く，吹送流を主流とするせん断乱流と碎波や気流のはく離によって生じる攪乱乱流を分けて解明を行う必要がある．

これまでの数多くの室内実験では，非碎波条件で行われていたり，碎波を伴う強風下であっても両端閉境界の水槽条件に支配された戻り流れのために，風波主成分よりも低周波の乱流成分や本来求めるべき乱流成分とは異なる起源不明な乱流成分が計測されて来た．仮に，碎波による乱流成分が無視できるオーダーであったとしても，従来型水槽では計測された乱流成分を計測不能な吹送流と結び付けることができず，風速との関係による整理に留まっている．そのため，水槽内で吹送流を再現させることのできない影響は大きく，強風下における吹送流の乱流構造の解明に大きな障害となっている．

そこで本章では，風応力によって生成される吹送流を再現でき，そのせん断乱流と碎波や気流のはく離による攪乱乱流の影響を分離して計測できる二重床水槽を用いた実験を行い，碎波を伴う強風下における吹送流の乱流構造の解明について述べる．

4.2 実験方法とその条件

実験は、水槽両端部で流量の連続性を満たすように、岐阜大学所有の風洞水槽 ($H1.0\text{m} \times B0.4\text{m} \times L15.4\text{m}$) にアクリル製の管路 ($L9.16\text{m}$, $B0.4\text{m}$, 内径高 $h_c = 19$ および 29cm) を下段水路として設置した二重床構造の水槽 (図 4.1) を用いて行った。実験では、全水深 $h=60\text{cm}$ に固定し、風洞入口での基準風速 U_r を 6.7 , 10.4 および 15.1m/s の3通りに変化させた。このときの基準風速 U_r は、静止水面 ($z=0\text{cm}$) 上から 20cm の高さでピトー管式微差圧計によって計測し、その精度検定には熱線プローブ式検定風洞を用いた。また、測点 W03 (風洞入口から 8.1m) での波形の時間変化は、風洞用容量式波高計を用いて 180 秒間の連続計測を行った。

水粒子速度場の可視化には、 480×480 画素の2台の高速度ビデオカメラ (撮影速度 $1/60$ 秒) を同期させ、水中に投入したトレーサ (ナイロン12, 比重 1.02 , 平均粒径 $50\mu\text{m}$) をシート状の 5W 半導体レーザーで照射させて行った。このときの撮影範囲は、1断面を約 $28 \times 28\text{cm}$ とし、水槽底面から水面まで4断面に分割した鉛直断面とした。そして、 $2,048$ 枚 (撮影間隔 60fps で 34.1 秒) の連続画像に PIV 手法を適用させて水粒子速度を算出した。

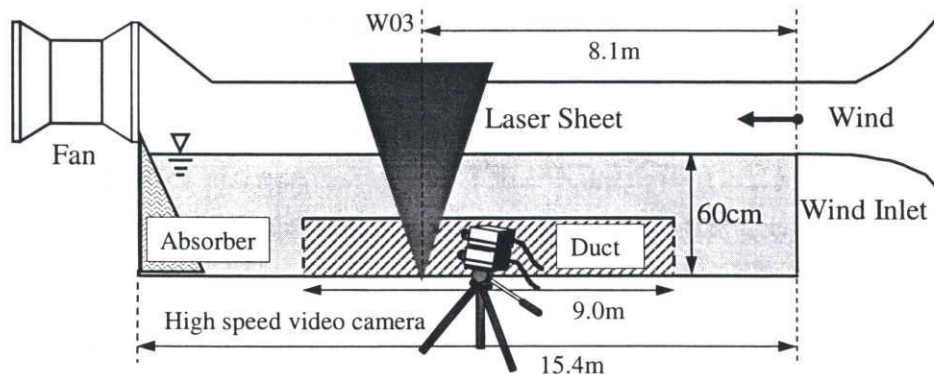


図 4.1 二重床風洞水槽の概略と測定位置

表 4.1 波形諸量 (測点 W03)

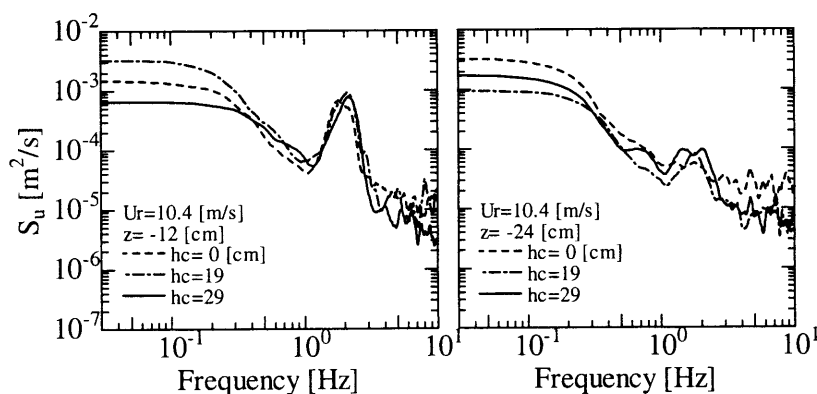
Tank type	U_r [m/s]	H_s [cm]	T_s [s]	$S(f_p)$ [m^2s]	f_p [Hz]
一重床 ($h_c=0$ cm)	6.7	3.3	0.39	1.07	2.5
	10.4	6.4	0.53	4.19	1.9
	15.1	7.6	0.60	7.00	1.7
二重床 ($h_c=29$ cm)	6.7	3.0	0.37	0.85	2.5
	10.4	5.6	0.49	2.71	2.3
	15.1	7.0	0.56	4.23	1.8

表 4.1 に一重床 ($h_c=0\text{cm}$) および二重床 ($h_c=29\text{cm}$) 水槽の測点 W03 での各風速における波形諸量を示す。このときの $U_r=6.7\text{m/s}$ では、白波が形成されない非砕波状態である。 $U_r=10.4\text{m/s}$ では、測点 W03 において白波が部分的に形成され、 $U_r=15.1\text{m/s}$ になると、測点 W03 において全波峯が白波を形成する状態となる。

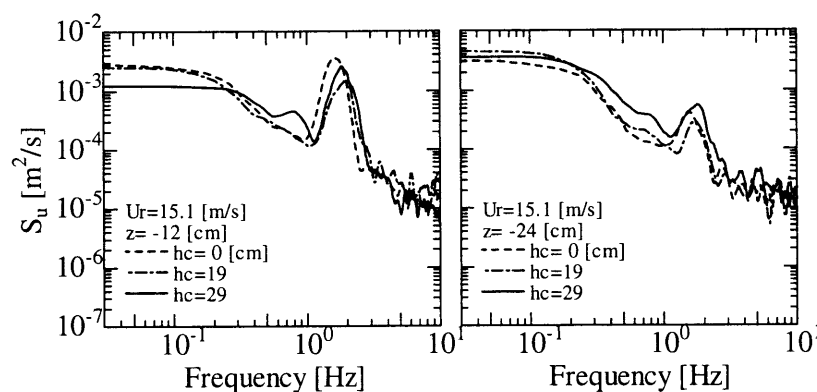
4.3 二重床水槽における吹送流の乱流特性

4.3.1 流速スペクトル

一重床と二重床水槽では、水粒子速度に及ぼす戻り流れの影響が異なるため、両者の流速スペクトルも異なった影響を及ぼすものと考えられる。図 4.2 は、このことを明らかにするために、一重床および二重床水槽における $z=-12$ および -24cm での水平流速スペクトル S_u を比較



(a) $U_r=10.4\text{m/s}$



(b) $U_r=15.1\text{m/s}$

図 4.2 一重床および二重床水槽における $z=-12$ および -24cm での水平流速スペクトルの比較

したものである。 $U_r=10.4\text{m/s}$ の場合、 $z=-24\text{cm}$ では波動成分を除くほぼ全周波数帯において一重床の S_u の値が二重床のそれを上回っており、一重床水槽内の戻り流れの影響は、中層の全乱流成分に及んでいることがわかる。しかし、 $z=-12\text{cm}$ になると、 0.4Hz 以下の低周波帯を除いてその差異はほとんどなくなっている。つまり、一重床の $z=-24\text{cm}$ では下層の戻り流れの影響が加わるのに対し、 $z=-12\text{cm}$ ではせん断応力や砕波応力による水面応力の影響が支配的となり、戻り流れの影響が相対的に低下して水槽による差異がなくなるためと考えられる。

一方、砕波の影響がより顕著となる $U_r=15.1\text{m/s}$ では、一重床と二重床水槽の S_u の値の差異は、 $z=-12$ および -24cm のいずれにおいても小さく、一重床水槽で見られる顕著な戻り流れの影響は水平流速には見られない。すなわち、白波が卓越する強風下では、砕波による攪乱乱流が一重床水槽特有の戻り流れによる乱流成分とほぼ同程度となり、二重床水槽との差異が縮小するためと考えられる。

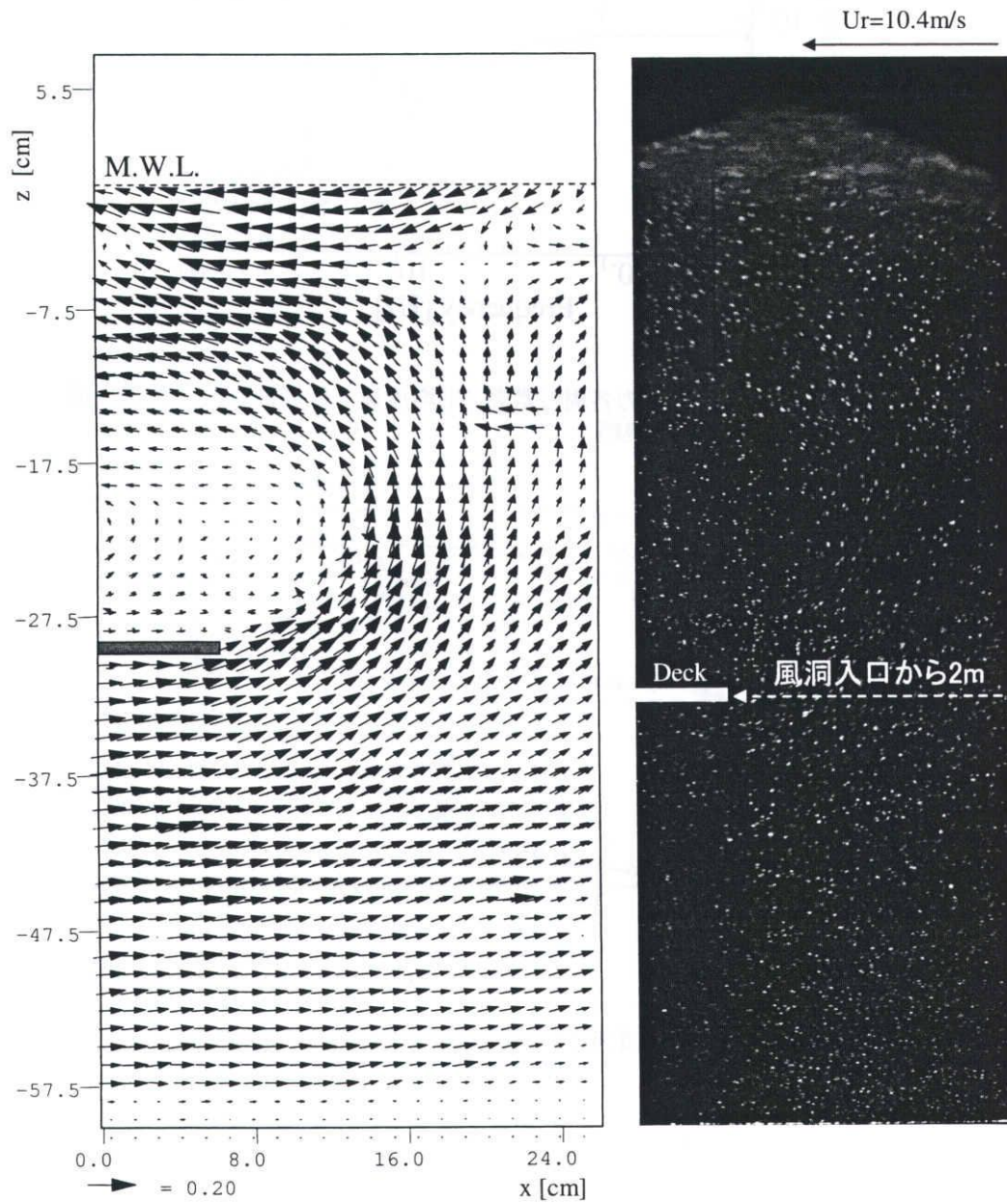
4.3.2 下段水路出口での乱流特性

下段水路の流れは管路流れとして扱え、その乱流強度は水面応力の影響を受ける上段水路のものに比べてオーダー的に小さいことを前章までに明らかにして来た。しかし、下段水路出口（風洞入口から 2.0m ）では、急拡に伴う大規模渦が生成され、下段水路の流れが持っている速度水頭を全て消散させる強い乱流運動が生じていると考えられる。

図 4.3 は、風速 $U_r=10.4\text{m/s}$ における下段水路高 $h_c=29\text{cm}$ の下段水路出口での水槽底面から水面までの流速ベクトルとその可視化画像を示したものである。 $z=-40$ から -60cm までは、下段水路内と同様な層流状態の流れとなっているが、その上層の $z=-20$ から -40cm では、出口の急拡によって下段水路からの戻り流れが上昇流に転じている。そして、下段水路より上 $z=-10$ から -30cm になると、断面急拡に伴う大規模渦が生成されるようになる。さらに、表層 $z=0$ から -10cm では、水面に到達した上昇流も風向き方向の流れに転じ、風波の波動成分が加わった強い流れを形成していることがわかる。このような強い風向きの流れは、風波と風応力に依るものであり、このときの上段水路の乱流特性は、下段水路からの補給流の作用というよりはむしろ風波砕波を含めた水面応力に支配されていると推察される。

4.3.3 乱流エネルギー

風波の乱流成分を表す流速スペクトルの周波数帯は、図 4.4 に示すようなべき則の形状 ($-5/3$ 乗則) を示している。そこで、各臨界周波数を f_{cc} 、 f_{cl} および f_{ch} と定めることによって、平均流速成分、低周波乱流成分、波動成分および高周波乱流成分の周波数帯として分割することができる。そして、全水深の水平・鉛直スペクトルより低周波および高周波乱流エネルギー E_{lt}



(a) 流速ベクトル

(b) 可視化画像

図 4.3 二重床下段水路 ($h_c=29\text{cm}$) 出口付近における全水深での流速ベクトルとその可視化画像

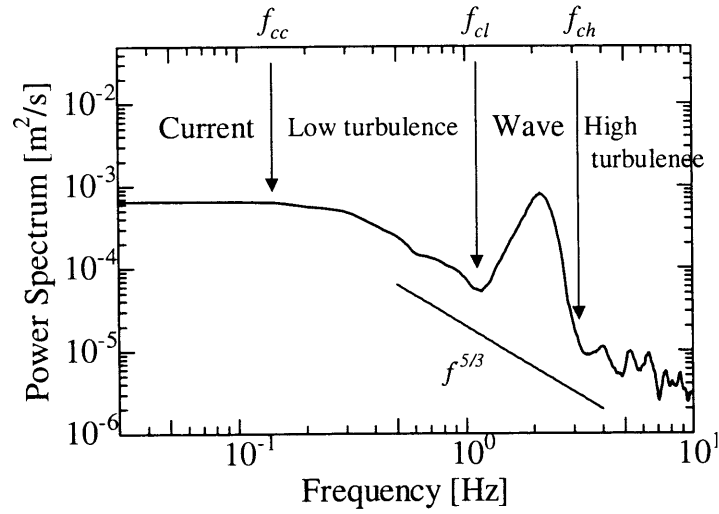


図 4.4 水平流速スペクトルの各周波数帯 (平均流速, 低周波乱流, 波動, 高周波乱流) の分割の概略

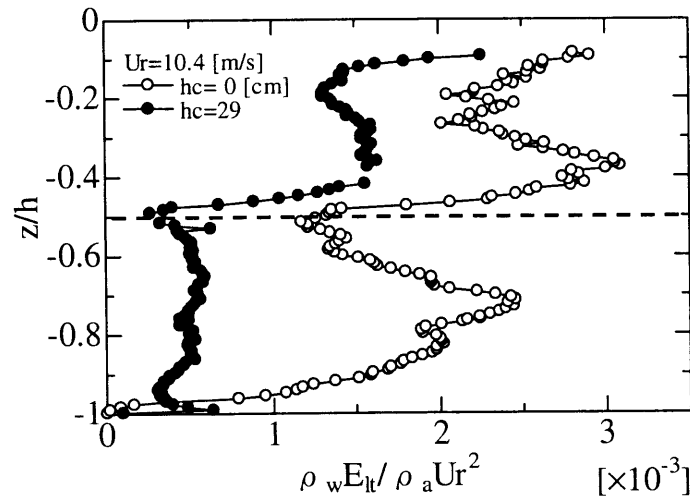


図 4.5 $U_r=10.4\text{m/s}$ での一重床および二重床水槽の低周波乱流エネルギーの鉛直分布の比較

および E_{ht} は, 次式によって定義することができる.

$$E_{lt} = \frac{\rho_w}{2} \int_{f_{cc}}^{f_{cl}} [S_u(f, z) + S_w(f, z)] df \quad (4.1)$$

$$E_{ht} = \frac{\rho_w}{2} \int_{f_{ch}}^{f_{\infty}} [S_u(f, z) + S_w(f, z)] df \quad (4.2)$$

ここで, ρ_w は水の密度である.

図 4.5 は, 風速 $U_r=10.4\text{m/s}$ での一重床および二重床水槽における基準風速エネルギー $\rho_a U_r^2$ で基準化された低周波乱流エネルギー E_{lt} の鉛直分布を比較したものである. 一重床水槽での E_{lt} の値は, 鉛直方向全範囲に渡って二重床のそれを上回っている. 特に, 二重床下段水路に

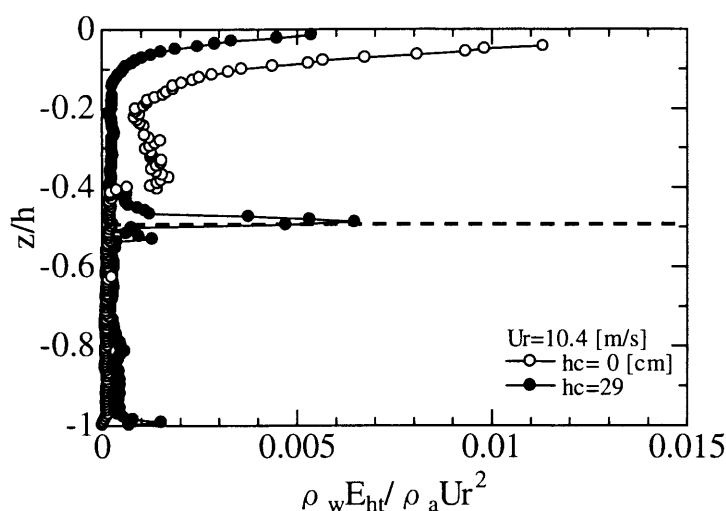


図 4.6 $U_r=10.4\text{m/s}$ での一重床および二重床水槽の高周波乱流エネルギーの鉛直分布の比較

相当する $z/h=-0.5\sim-1$ の範囲において、その差が顕著となることがわかる。この結果は、二重床水槽の場合、管路内が層流状に近い管路流れになるのに対し、一重床の場合、戻り流れと吹送流の干渉による不安定変動が引き起こされ、これを起源とする低周波乱流が生成されることによるものと考えられる。

図 4.6 は、高周波乱流エネルギー E_{ht} について同様な比較を行ったものである。上段水路の範囲 ($z/h=0\sim-0.5$) では、 E_{ht} の値は E_{lt} と同様に一重床水槽の方が二重床のそれを上回っていることがわかる。この差は、乱流成分の生成起源の違いによるものと考えられる。すなわち、二重床水槽の場合、戻り流れよりも砕波を主因とする攪乱によって生じる高周波乱流が卓越するのに対し、一重床水槽の場合、下層からの不安定変動に伴う攪乱が上層での風応力の攪乱に加わることによって生成される高周波乱流が卓越するためと推察される。

図 4.7 は、二重床風洞水槽 ($h_c=29\text{cm}$) における風速 U_r で無次元化した高周波乱流エネルギーの鉛直分布を各風速について比較したものである。砕波を伴う強風速 $U_r=10.4$ および 15.1m/s では、無次元高周波乱流エネルギー $\rho_w E_{ht}/\rho_a U_r^2$ の値は、 $U_r=6.7\text{m/s}$ のそれに比べ有義波高 H_S 程度の水深から水面に向って急激に増加するようになる。この結果は、水面直下に風波砕波を起因とする強い乱流を伴った境界層-バースト層-が形成されていることを推測させるものである。その厚さを定義する上で、乱流エネルギーが鉛直一様化するまでと見なせば、有義波高の約 2 倍の厚さと定めることができ、Thorpe⁷⁾ の現地観測で得られた有義波振幅の 4 ~ 5 倍程度の乱流境界層とオーダー的に一致していることがわかる。

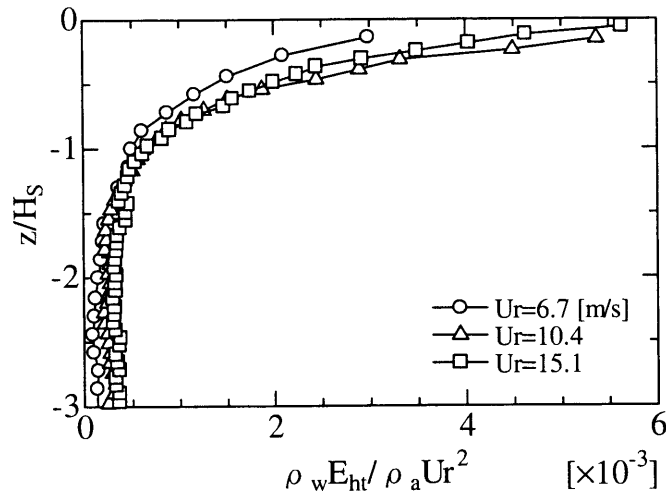
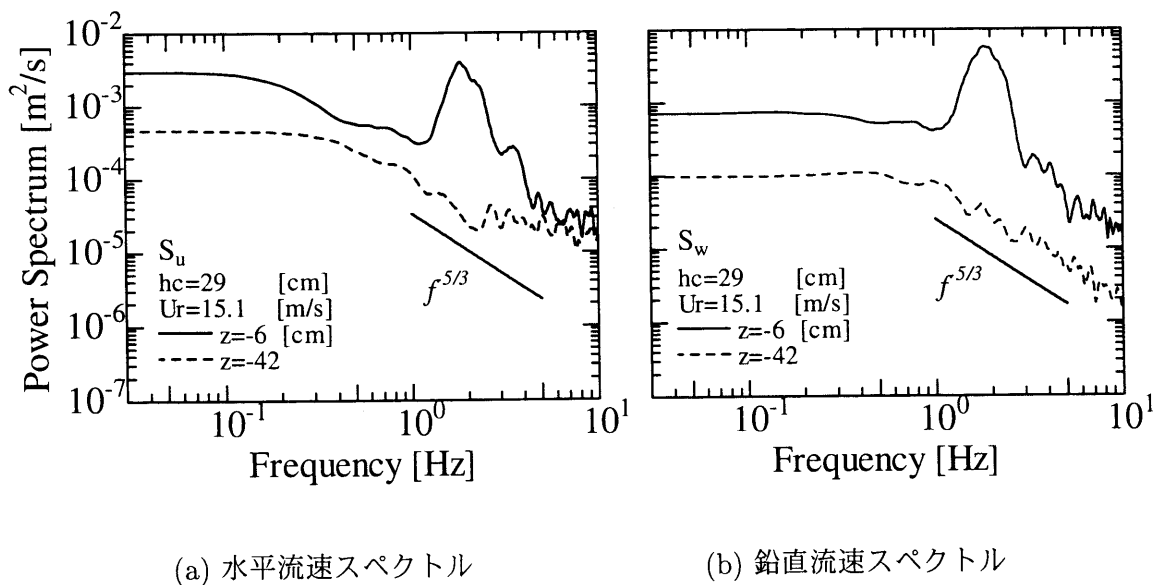


図 4.7 各風速 U_r における無次元高周波乱流エネルギー $\rho_w E_{ht} / \rho_a U_r^2$ の鉛直分布の比較

4.4 砕波による乱流成分

4.4.1 二重床水槽による乱流成分の分離

二重床水槽の利点は、下段水路内で計測される戻り流れ U_B を PIV 実測値から差し引くことによって、数値的に風応力による吹送流を求めることができる点である。それに加え、下段水路高を $h_c=29\text{cm}$ とした場合、*Rigid lid* 仮定に従えば流量の連続条件より上段と下段水路の断



(a) 水平流速スペクトル

(b) 鉛直流速スペクトル

図 4.8 $U_r=15.1\text{m/s}$ での二重床水槽における上・下段水路の流速スペクトルの比較

面平均流速が等しくなり、砕波による乱流成分の検出が可能となる。

図 4.8 は、全波峯が白波状態となる風速 $U_r=15.1\text{m/s}$ における $h_c=29\text{cm}$ の二重床上段水路表層の $z=-6\text{cm}$ と下段水路内の $z=-42\text{cm}$ での水平および鉛直流速スペクトルをそれぞれ比較したものである。表層 $z=-6\text{cm}$ の流速スペクトルは、上段での平均流によるせん断乱流れに砕波による攪乱乱流成分が加わったものと考えられる。一方、下段水路内 $z=-42\text{cm}$ のそれらは、上段の平均流とほぼ同一速度を持つせん断乱流れによる乱流成分と考えられる。したがって、上段での流速スペクトルから下段のそれを差し引けば、砕波を主因とする乱流成分が検出されることになる。

4.4.2 砕波による乱流エネルギー

上述で明らかにしたように、二重床上段水路の乱流エネルギー $(E_t)_u$ は平均流のせん断乱流に砕波による攪乱乱流が加わったものであるのに対し、下段水路の乱流エネルギー $(E_t)_l$ は平均流のせん断乱流のみである点に着目すれば、平均流の速度勾配 $|\partial\bar{u}/\partial z|$ との相関関係から、砕波による攪乱の影響度を明らかにすることができる。

図 4.9 は、 $h_c=29\text{cm}$ の二重床水槽における上段および下段の鉛直各点での乱流エネルギー $E_t = E_{lt} + E_{ht}$ と速度勾配 $|\partial\bar{u}/\partial z|$ の関係を相関係数 ρ とともに $U_r=15.1\text{m/s}$ について示したものである。 $(E_t)_l$ の値と速度勾配の間には高い相関 ($\rho=0.80$) があるのに対し、 $(E_t)_u$ の値と速度勾配の間の相関 ($\rho=0.42$) は低く、このときの上段の乱流エネルギーの過半が平均流のせん断乱流以外に起因して生じるものと推察される。

このような上段水路における乱流エネルギーの生成が砕波に起因していることを明らかにす

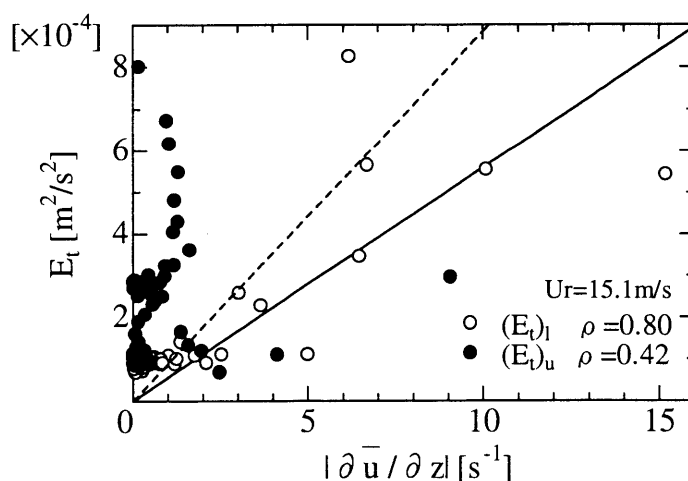


図 4.9 二重床水槽 ($h_c=29\text{cm}$) における上・下段各点での乱流エネルギー $(E_t)_u$ および $(E_t)_l$ と速度勾配 $|\partial\bar{u}/\partial z|$ の関係

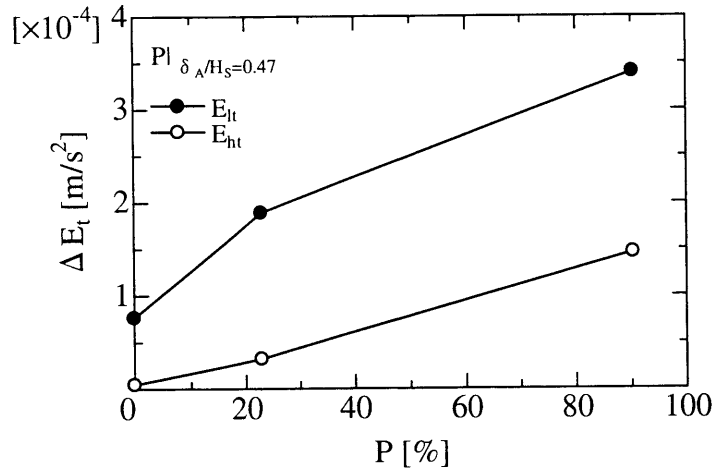


図 4.10 乱流エネルギー ΔE_{lt} および ΔE_{ht} と白波率 P との関係

るため、まず、上段と下段におけるせん断乱流エネルギーが等しいと仮定すれば、上段の乱流エネルギーからせん断乱流成分を取り除くことによって残った乱流エネルギーを次式として定義することができる。

$$\left. \begin{aligned} \Delta E_{lt} &= (E_{lt})_u - (E_{lt})_l \\ \Delta E_{ht} &= (E_{ht})_u - (E_{ht})_l \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

これらの乱流エネルギーと次章で述べる相対気泡混入層厚 $\bar{\delta}_A/H_S$ を碎波限界指標とする白波率 P との関係について検討する。

図 4.10 がその結果である。 ΔE_{ht} と白波率 P との関係から、 P の割合が高くなるとともに ΔE_{ht} も増大することがわかる。これより、上段水路での高周波乱流エネルギーの主因が碎波による攪乱作用によるものと判断できる。その一方、 ΔE_{lt} の値は白波率と必ずしも比例関係とならず、低周波乱流エネルギーは碎波を含めた風応力の諸作用に依存していることが示唆される。したがって、碎波による攪乱作用を評価するためには、その影響が高周波乱流エネルギー E_{ht} に強く現れる点に着目し、これを指標とする手法が有効であると考えられる。ただし、 E_{ht} には平均流や低周波乱流成分からのカスケード伝達による乱流エネルギーも含まれるため、これらを全て碎波起源とすることはできず、取り除く必要がある。

そこで、図 4.11 に示すように高周波成分の臨界周波数 f_{ch} から 10Hz までの $f^{-5/3}$ 則に従うカスケードスペクトルと実測スペクトルとの差の部分(斜線部)の平均値を碎波によって生成される乱流成分 ΔS_h として定義する。

図 4.12 は、このようにして求めた ΔS_h の鉛直分布を各風速 U_r について示したものである。碎波を伴う風速 $U_r=10.4$ および 15.1 m/s の場合、 ΔS_h の値は水面から有義波高 H_S 程度の境界層内で U_r とともに急増するようになる。この結果は、碎波が高周波乱流成分の発達にとって主要な支配因子となっていることを裏付けるものと言える。これより、 ΔS_h は、純粋に碎波

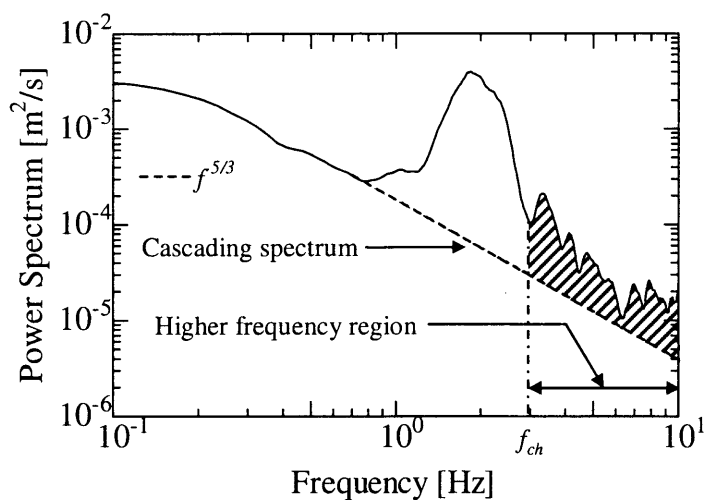


図 4.11 砕波を起源とする高周波乱流成分の抽出のための定義

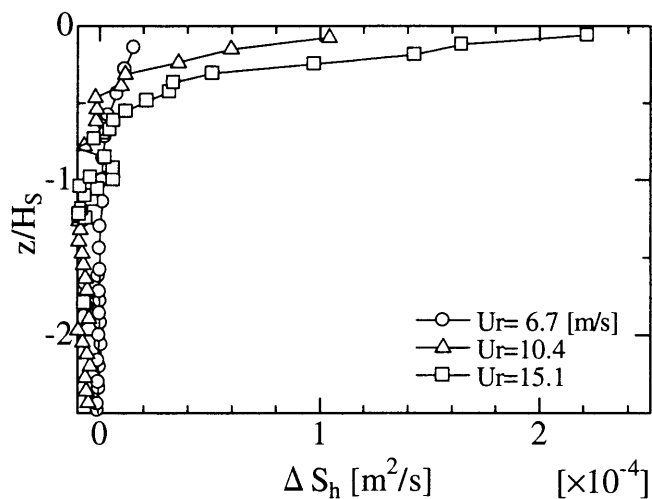


図 4.12 ΔS_h の鉛直分布と風速 U_r の関係

によって生成される乱流成分を表していると見なすことができ、砕波による攪乱乱流指標としての取り扱いも可能となる。

4.5 結語

本章では、吹送流のせん断乱流と砕波や気流のはく離による攪乱乱流の影響を分離して計測することができる自然循環式二重床風洞水槽を用いて、吹送流の乱流構造の解明を行った。以下にその主要な結果についてまとめる。

1. 強風下では、砕波による攪乱乱流が戻り流れに起因する乱流成分とほぼ同程度となることを明らかにした。このときの上段水路の乱流特性は、風波砕波を含めた水面応力に支配されていることがわかった。
2. 風波主成分より高周波成分の乱流エネルギーは、有義波高程度の深さから水面に向かって急増することがわかった。これより、風波砕波を起源とする攪乱乱流が高周波成分に影響を及ぼし、バースト層と呼ばれる乱流境界層の存在を明らかにすることができた。
3. 上段と下段水路の乱流エネルギー E_t の生成機構の違いを明確にすることにより、上段の $(E_t)_u$ は速度勾配に独立であることを明らかにした。また、 E_t と速度勾配の関係から、上段の乱流エネルギーの生成が平均流のせん断乱流だけでなく、水面応力の攪乱乱流に依存していることを裏付けることがわかった。
4. 流速スペクトルより定義された砕波に起因する乱流成分指標 ΔS_h は、有義波高程度の境界層内で風速とともに急増することがわかった。このことは、砕波が高周波乱流成分の発達に対して主要な因子となっていることを示唆するものである。つまり、 ΔS_h が純粹に砕波によって生成される乱流成分を表していると思なすことができ、そのパラメータが砕波による攪乱乱流指標になり得ることを提示した。

参考文献

- [1] Toba, Y. and Kawamura, H. (1996) : Wind-waves coupled downward-bursting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface, *J. Oceanogr.*, Vol.52, pp.409-419.
- [2] 安田孝志・水谷夏樹・板野誠司・井坂健司・川越雄太・小野田武 (2000) : 強風下に生成される水面バースト層とその乱流特性, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.106-110.
- [3] Mellor, G. L. and T. Yamada (1996) : Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space. Phys.*, 20, pp.851-875.
- [4] L. N. Ly (1995) : A numerical coupled model for studying air-sea-wave interaction, *Phys. Fluid*, Vol.7, pp.2396-2406.
- [5] Craig, P. D. (1996) : Velocity profiles and surface roughness under breaking waves, *J. Geophys. Res.*, Vol.101, pp.1265-1277.
- [6] 山下隆男・路明・榊原弘 (2000) : 砕波による海面せん断応力を導入した吹送流の数値解析モデル, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.121-125.
- [7] Thorpe, S. A. (1986) : Measurements with an automatically recording inverted echo sounder, ARIES and the bubble clouds, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.16, pp.1462-11478.

第 5 章 気泡混入層に着目した風波砕波指標に関する研究

5.1 概 説

強風下では、風波がある程度発達すると、気泡の取り込みを伴って白波を形成するようになる。このような現象は風波砕波と呼ばれ、波や吹送流の発達に留まらず、水面下の乱流構造あるいは大気海洋間のガス・熱交換など風波表面における動力学に大きな影響を及ぼしている。しかし、風波砕波は非定常性が極めて強く、観測・計測が困難であるため、その定量的な研究はあまり多くない。そのため、海面上空からの航空写真を用いて白波の存在する面積比によって、風波砕波を評価する研究が古くから行われて来た (例えば, Monahan¹⁾; Toba and Chaen²⁾; Wu³⁾). また, Babanin ら⁴⁾ は、風波のピーク周波数や波形勾配などの波形諸量に基づく砕波指標の提案も行っている。しかしながら、風波砕波の発生率や砕波規模などを統一的かつ定量的に評価する指標は、依然として存在せず、ほとんどの場合、砕波の影響評価は断片的であり、かつ定性的な評価に留まっている。それは、風波砕波が大気と海洋の結合面での局所平衡状態における気液混相による乱流境界層であり、非回転水面波動に対する砕波指標が意味を持たない上に、マクロ的に扱わざるを得ない現象であることに依っている。

そこで本章では、こうした風波砕波の特色-マクロ的取り扱いを必要とする気層と液層の混合現象-を踏まえ、風波砕波によって水面下に生成される気泡混入層に着目し、レーザー光の照射による気泡混入部の励起画像を基に、風波砕波の白波被覆率、砕波率および砕波限界指標を定義する手法を提案するとともに、その有用性について述べる。

5.2 実験の概要

実験は、図 5.1 に示す岐阜大学所有の $W 0.4\text{m} \times H 1.0\text{m} \times L 15.4\text{m}$ の 3 面ガラス製吸い込み式風洞水槽に、アクリル製循環用管路 (長さ 9.0m, 幅 38cm, 内径高さ $h_c=10$ および 29cm) を水槽底面に設置した自然循環式二重床構造の水槽を用いて行った。このとき、全水深 h を 60cm に

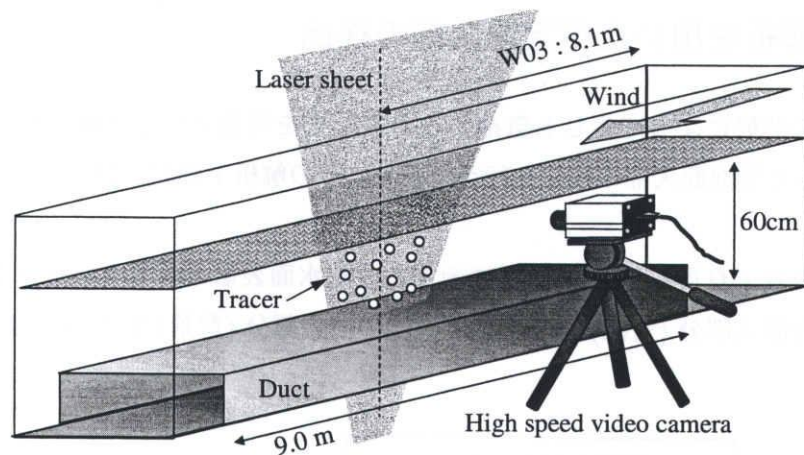


図 5.1 風洞水槽の概略と撮影方法

固定し、精密微差圧計付きピトー管によって計測された風洞入口での基準風速 U_r を 6.7, 10.4 および 15.1 m/s の 3 通りに変化させた。また、測点 W03 (風洞入口から 8.1 m) での波形変化を風波計測用に改良した容量式波高計を用いて計測した。

表 5.1 に測点 W03 での風波の波形諸量を実験条件として示す。なお、基準風速 $U_r = 10.4$ m/s は、測点 W03 付近において白波が発生する限界風速であるため、 $U_r = 6.7$ m/s 下の風波は、波峯が発達するものの非碎波状態と見なした。

水粒子速度場の可視化は、蛍光染料 (Rhodamine-B) で着色したトレーサ (ナイロン 12, 平均粒径 $50 \mu\text{m}$, 比重 1.02) を水中に混入し、水槽底面から 5 W 半導体レーザーを照射させて行った。その速度場を最大解像度 480×480 画素の高速度ビデオカメラで撮影し、PIV 解析により速度ベクトルを算出した。同時に、気泡混入部が波長 532 nm のレーザー光の照射によって波長 590 nm 程度で励起され、それ以外の強い散乱光が、カメラレンズ前に取り付けられた 560 nm の臨界波長を持つ光学フィルターによってカットされる点に着目し、気泡からの励起光のみの撮影を行った。撮影条件は、フレーム数 2,048 枚、撮影間隔および撮影速度をそれぞれ 60 fps および $1/60$ s とした。そのため、各ケースの連続撮影時間は 34.1 秒となった。撮影範囲については約 28×28 cm に設定し、撮影位置は風速 $U_r = 15.1$ m/s の最大波頂部がモニタ内で捕らえられる高さに設定した。

表 5.1 測点 W03 での波形諸量

Case	U_r [m/s]	u_{*a} [m/s]	H_S [cm]	T_S [s]	f_p [Hz]
1	6.7	0.24	3.0	0.37	2.5
2	10.4	0.40	5.5	0.49	2.3
3	15.1	0.64	7.0	0.56	1.8

5.3 画像解析を用いた気泡混入部の検出

レーザー光の照射によって生じる気泡からの励起光を可視化した画像より、図 5.2 に示す解析手順に従って気泡混入部の検出を行う。以下にその解析手順およびその手法について説明する。

はじめに、実験より得られる図 5.3 に示すような水面表層の可視化画像を基に、輝度値が白色に近い気泡混入部分 (対象) と黒色に近いその他の部分 (背景) を 2 値化処理によって識別する。

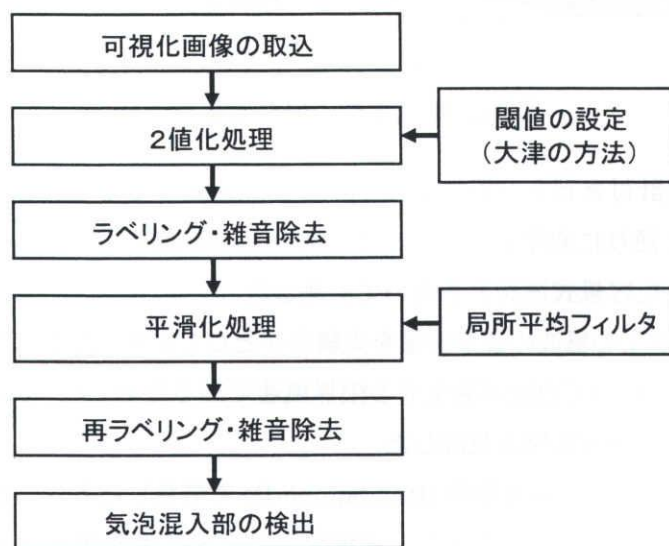


図 5.2 気泡混入部の検出のための解析過程



図 5.3 風速 $U_r = 6.7$ および 15.1 m/s における波面表層の可視化画像

2 値化処理

2 値化処理は、画像の中から処理の対象を形として抽出するための最も基本的な手法である。

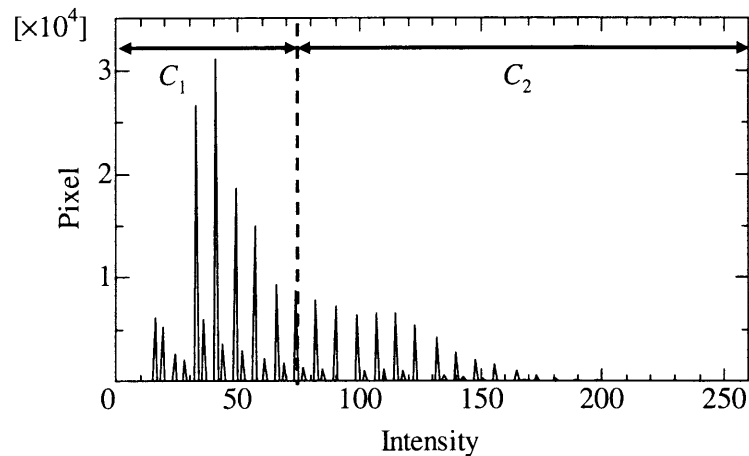


図 5.4 図 5.3 に示す $U_r=15.1$ m/s の可視化画像に対する濃度ヒストグラム

抽出された画像は、一般に 0 (背景) と 1 (対象) の 2 値の輝度値で表現される。

対象と背景との濃度コントラスト (輝度差) が十分ある場合には、2 値化は容易であるが、実際には微妙な濃淡の変化が存在するため、閾値の設定は困難である。そのため、この閾値を安定に求める閾値自動決定法が各種提案されている。また、シェーディングにより背景の濃淡レベルが変動している場合には、画像中の全画素で同じ閾値を使う固定閾値とするのではなく、各画素ごとに閾値を変える動的閾値 (3 章参照) とする必要がある。ここでは、前者の自動決定法の一つである大津の方法⁵⁾を適用させた。この方法は判別分析法と呼ばれ、図 5.4 に示すような画像の濃度ヒストグラムから統計的な意味での最適な閾値を決定する。つまり、ある閾値によってヒストグラムを 2 クラス C_1 および C_2 に分割した場合のクラス間分散が、最大になる閾値 T を次式に示す分離度 $\eta(T)$ によって求める方法である。

$$\eta(T) = \frac{\sigma_B^2}{\sigma_W^2} \Big|_{\max} \quad (5.1)$$

ここで、 σ_B^2 はクラス間分散、 σ_W^2 はクラス内分散を表し、それぞれ次式より与えられる。

$$\begin{aligned} \text{クラス内分散: } \sigma_W^2 &= \omega_1 \sigma_1^2 + \omega_2 \sigma_2^2 \\ &= \frac{1}{N} \left\{ \sum_{i=1}^T (i - \mu_1)^2 n_i + \sum_{i=T+1}^L (i - \mu_2)^2 n_i \right\} \end{aligned} \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned} \text{クラス間分散: } \sigma_B^2 &= \omega_1 (\mu_1 - \mu_T)^2 + \omega_2 (\mu_2 - \mu_T)^2 \\ &= \frac{1}{N} \left\{ \sum_{i=1}^T (\mu_1 - \mu_T)^2 n_i + \sum_{i=T+1}^L (\mu_2 - \mu_T)^2 n_i \right\} \end{aligned} \quad (5.3)$$

ここで、全分散 $\sigma_T^2 = \sigma_W^2 + \sigma_B^2$ である。このときの ω_1 および ω_2 は、クラス C_1 および C_2 の正規化された画素数、 μ_1 と σ_1^2 および μ_2 と σ_2^2 は、それぞれ C_1 および C_2 に属する画素の輝度平均値と分散を表している。図 5.5 は、可視化画像とその解析結果を示す。

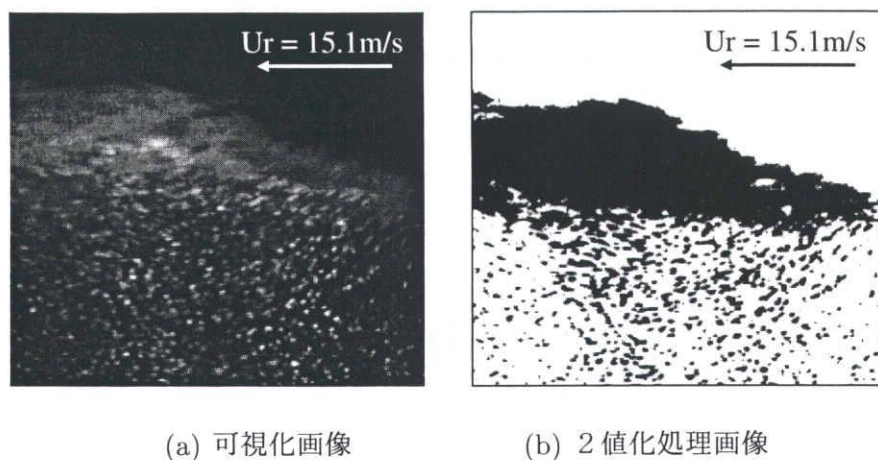


図 5.5 $U_r=15.1$ m/s における可視化画像および 2 値化処理画像

ラベリング・雑音除去

2 値化処理後の画像中では、同じ輝度値を持つ画素が互いに連結して 1 つの塊を形成しており、それらは連結成分と呼ばれる。このような図形成分が画像中にはいくつか点在していることになる。各々の連結成分に対して異なった名前のラベルを割り当てる処理がラベリングであり、個々の連結成分の特徴を調べるための重要な処理である。連結成分の処理には、図 5.6 に示すある画素 f_{ij} の上下左右のみの画素の集合 $\{f_{i+1,j}, f_{i,j+1}, f_{i-1,j}, f_{i,j-1}\}$ の 4 近傍、あるいは、これに斜めの画素を加えた集合の 8 近傍によって行われる。本研究では、4 近傍の連結処理でラベリング処理を行っている。

ラベリング処理された 34.1 秒間の連続画像より気泡混入到達深度を目視によって定める。その深度より下層に存在する各物体をトレーサーの画素面積 (9pixel) と比較し、その面積以下を雑音部としてその物体の輝度値を 0 に変換する。その画像に平滑化処理を行う。

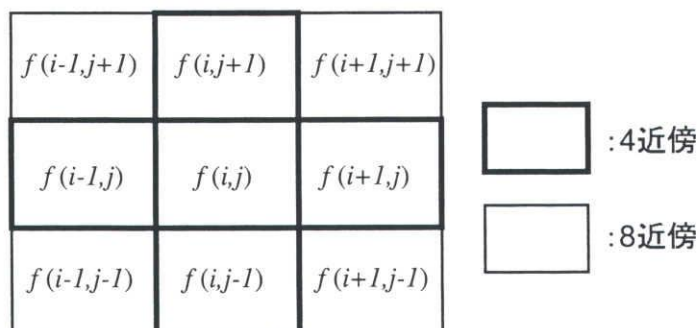


図 5.6 画素の近傍

平滑化处理

気泡混入部と背景をより明瞭に分離するために平滑化处理として局所平均フィルタを用いる。これは中心画素を含む局所領域の平均値を中心画素の値として与えるものである。処理前の輝度値を f 、処理後の輝度値を g とすれば、フィルタ処理は次式で表せる。

$$g(i, j) = \frac{1}{m \cdot n} \sum_{k=1}^m \sum_{l=1}^n f(i - [(m-1)/2] + k - 1, j - [(n-1)/2] + l - 1) \quad (5.4)$$

ここで、 i, j は中心画素の位置、 m, n は平滑化するマトリックスサイズおよび $[]$ はガウス記号である。なお、本解析では 5×5 マトリックスの局所領域を設定している。また、単純に局所領域内の平均値を用いるフィルタでは重要な輝度変化パターンが滑らかになってしまい、いわゆるボケた画像になってしまう。そのため、中心画素にのみ重み係数を与え、10回の平滑化処理を全画素に行うことによって対象と背景の境界をより明瞭にさせている。そして、この画像に対して再度2値化・ラベリング処理を行い、2回目の雑音部の除去処理によって気泡混入部の検出が可能となる。

図 5.7 は、図 5.3 の可視化画像を一連の解析処理した結果である。非碎波の $U_r=6.7\text{m/s}$ では気泡混入層が検出されないが、碎波の発生が観察される $U_r=15.1\text{m/s}$ では気泡混入部が明瞭に検出されていることがわかる。さらに、こうした風速による気泡混入部の差異は明らかに碎波の有無によるものであり、本解析手法によって風波下の気泡混入部の検出が可能となるだけでなく、白波の有無や規模の評価も可能になると考えられる。

検出された気泡混入部の面積 A_w を撮影スケール幅 $B=28\text{cm}$ で平均することにより気泡混入層厚 δ_A と定義する。

$$\delta_A = \frac{A_w}{B} \quad [\text{cm}] \quad (5.5)$$

なお、式 (5.5) を各風速の有義波高 H_S で無次元化したものを相対気泡混入層厚 δ_A/H_S と表し、風波碎波のマクロ的な指標として用いることにする。

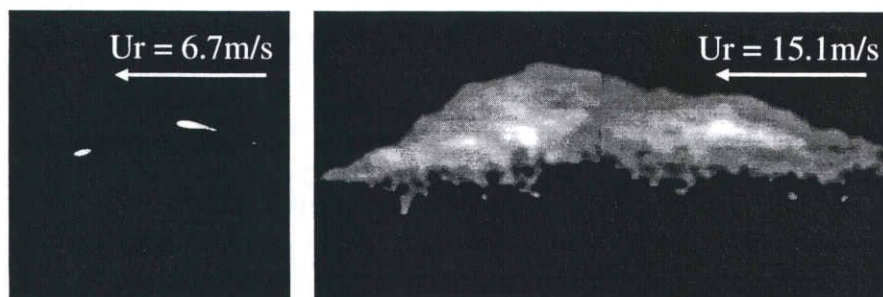


図 5.7 図 5.3 に示した可視化画像の解析処理画像

5.4 気泡混入層厚と水粒子速度の関係

図 5.8 は、風の吹き始めからの気泡混入層厚 δ_A と水粒子の水平速度 u の時間変化を各風速 U_r について示したものである。風速 U_r の増大とともに水平速度 u も発達すると同時に、 δ_A の発達過程にも違いが生じるようになる。 $U_r=6.7\text{m/s}$ の場合、 δ_A の値は風の吹き始めから 20 秒までほぼゼロに等しく、20 秒以降に周期的にわずかに増大するものの、ほぼゼロに近い値となる。 $U_r=10.4\text{m/s}$ になると、 δ_A の値は 10 秒前後から徐々に発達し、20 秒付近で 4cm を超え、それ以降、4cm 付近を中心に変動を繰り返すようになる。さらに、 $U_r=15.1\text{m/s}$ では、その値は 15 秒前後から 4cm を、20 秒後には 8cm を超えるまでに発達するようになる。このように、各風速における δ_A の値は、水粒子の位相にほぼ対応し、白波を伴う波頂部の通過時に最大となることから、各波峯での極大値は白波の厚さを表していると思なすことができる。

図 5.9 は、風の吹き始めから 180 秒後の定常状態における波峯位相での水粒子速度 $u_c|_{z=-3\text{cm}}$ と気泡混入層厚 δ_{AC} の関係を示したものである。 δ_{AC} の値は白波の規模を表し、 u_c の値は波高に対応すると考えられるが、両者はほとんど相関しておらず、白波の規模は必ずしも波高に依存してないことがわかる。この結果は、波峯頂点での水平流速が波頂高と必ずしも比例しないことを示した Melville and Rapp⁶⁾ の結果と対応するものと考えられるが、なお検討が必要である。そこで、 u_c の値から 3 章の式 (2.5) より求めた戻り流れ U_B を数値的に差し引いた水粒子速度 \tilde{u}_c を用いて δ_{AC} との関係と同様に示す。図 5.10 がその結果であり、図中の実線は対数

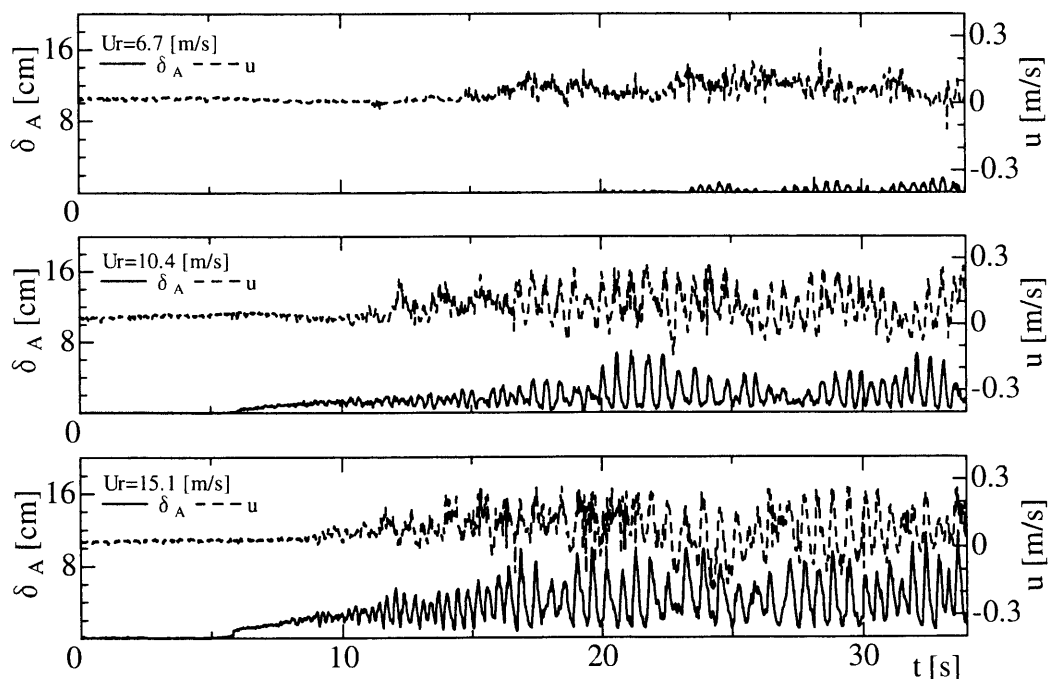


図 5.8 風の吹き始めからの気泡混入層厚 δ_A と水粒子の水平速度 u の時間変化

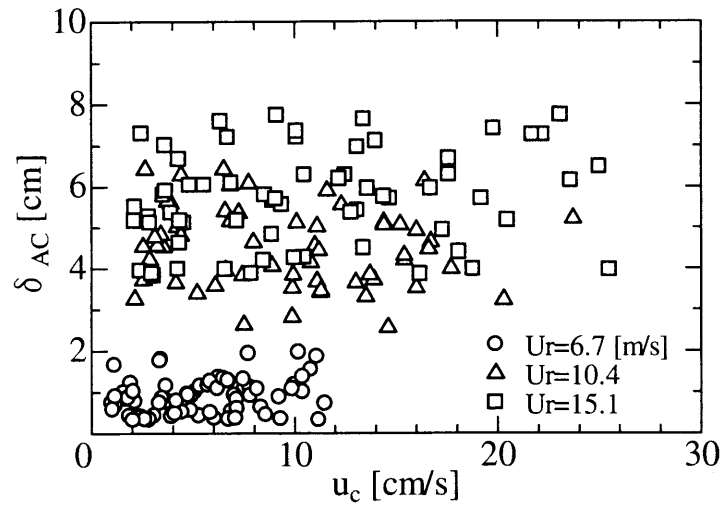


図 5.9 定常状態の各波峯での気泡混入層厚 δ_{AC} と水平水粒子速度 u_c の関係

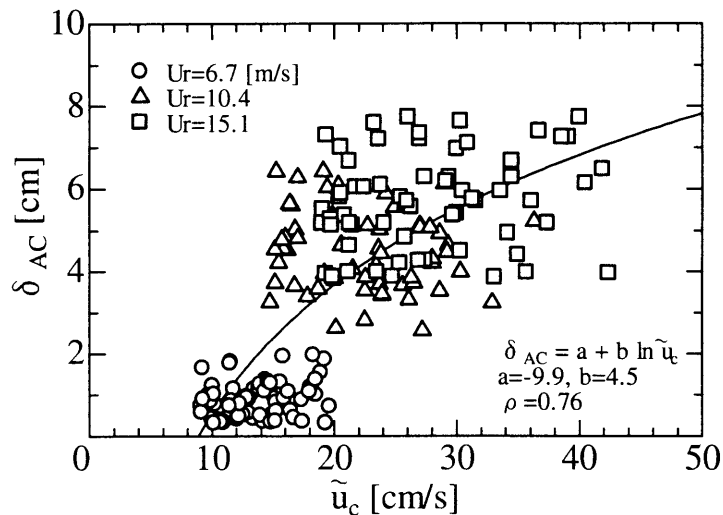


図 5.10 定常状態の各波峯での気泡混入層厚 δ_{AC} と水平水粒子速度 \tilde{u}_c の関係

則を適用させて最小 2 乗法によって求めた回帰曲線であり、

$$\delta_{AC} = 4.5 \ln \tilde{u}_c - 9.9 \quad [\text{cm}] \quad (5.6)$$

として表すことができる。このときの相関係数 ρ の値は 0.76 であり、高い相関を示している。この結果より、白波の規模を表す δ_{AC} は \tilde{u}_c の対数関数的に増加することがわかる。加えて、式 (5.6) は、これまで定量的に扱うことが不可能であった白波規模を \tilde{u}_c の情報を得ることによって、定量的に扱える可能性を示すものである。

さらに、白波の規模 δ_A をマクロ的に捉えれば、風波下の乱流エネルギーと結び付けられるはずである。定常状態における相対気泡混入層厚 δ_A/H_S の 34.1 秒間の平均値 $\bar{\delta}_A/H_S$ を白波規模のマクロ的な指標と見なし、これと 4 章で示した風速 U_r で無次元化した高周波乱流エネル

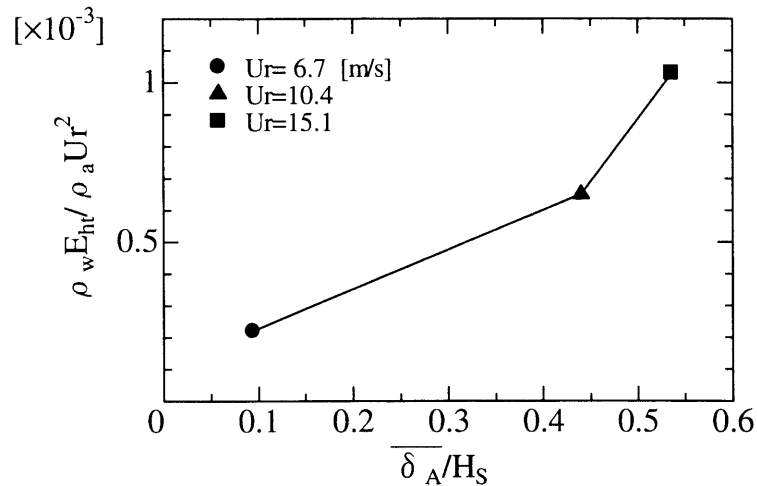


図 5.11 平均相対気泡混入層厚 $\bar{\delta}_A/H_S$ と風速 U_r で無次元化した高周波乱流エネルギー $\rho_w E_{ht}/\rho_a U_r^2$ の関係

ギー $\rho_w E_{ht}/\rho_a U_r^2$ の関係を明らかにしたものが図 5.11 である。風速の増大とともに白波および高周波乱流成分の発達と共に顕著となっている。このことから、乱流エネルギーが白波規模に対応して増大するのは当然であるが、それは直線的な比例関係ではなく、 $\bar{\delta}_A/H_S=0.45$ 付近を変曲点とする $\rho_w E_{ht}/\rho_a U_r^2$ の増加傾向を示すようになることがわかる。これは、乱流エネルギーの発達に有意な影響を及ぼす白波規模に何らかの閾値が存在することを示すものである。

5.5 風波の碎波判定指標

5.5.1 白波率

ここでは、相対気泡混入層厚 δ_A/H_S の時間変化を各風速 U_r の有義波周期 T_S に相当する時間で平均した値 $\bar{\delta}_A/H_S$ を基に、よりマクロ的な観点から風波の碎波判定指標の確立を目指す。

図 5.12 は、 $\bar{\delta}_A/H_S$ の風の吹き始めからの時間発展と定常状態に達した 180 秒後の時間変化について示したものである。非碎波状態の $U_r=6.7\text{m/s}$ では、時間の経過に関わらず $\bar{\delta}_A/H_S$ の値が 0.3 以下に留まっているが、 $U_r=10.4$ および 15.1m/s では、その値も時間とともに増大している。特に、測点 W03 で水面全体が白波状態となる $U_r=15.1\text{m/s}$ の 180 秒以降は、大部分の $\bar{\delta}_A/H_S$ の値が 0.5 を超えるようになる。また、水面が部分的に白波状態となる $U_r=10.4\text{m/s}$ では、その値が 0.4 前後を変動するようになることがわかる。この結果より、 $\bar{\delta}_A/H_S=0.45\sim 0.50$ の範囲に風波碎波の発生限界を示す有意な閾値が存在すると推測される。

そこで、白波の発生限界を示す $\bar{\delta}_A/H_S$ の閾値を 0.45, 0.47 および 0.50 と変化させ、 $\bar{\delta}_A/H_S$ の値が各閾値を上回る割合を白波率 P として定義する。比較のために、Toba and Koga⁷⁾ の

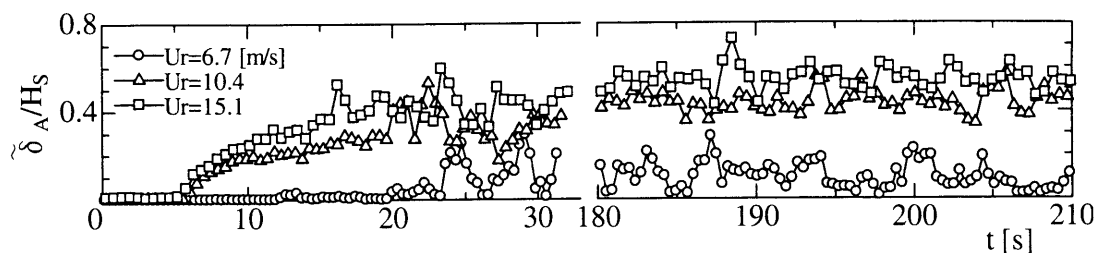


図 5.12 有義波周期 T_S で平均化した相対気泡混入層厚 $\tilde{\delta}_A/H_S$ の風の吹き始めから定常状態に達するまでの時間変化

提案した白波被覆率の無次元パラメータ $P_{TK} = u_{*a}^2/\nu\sigma_p$ を示す。この指標は、風波が局所平衡状態にある場合の風波ピーク周波数 $\sigma_p = (2\pi f_p)$ をパラメータとして組み込まれたものであり、 $L_s = u_{*a}T_S (= 2\pi u_{*a}/\sigma_p)$ を代表長さとするレイノルズ数に対応している。このときの L_s は、風波代表波の1周期の間に水面の水粒子が風の接線応力で流される距離を代表する長さである。さらに、 $Wu^8)$ によって現地観測および室内実験より整理された白波被覆率の経験式 $P_w = 2 \times 10^{-2} U_{10}^{3.75}$ も比較のために示す。これは水面上空からの写真を基に、撮影範囲内の水面に占める白波の面積率を表したものである。

図 5.13 はその結果であり、白波率 P と無次元パラメータ $u_{*a}^2/2\pi\nu f_p$ の関係を示したものである。閾値を $\tilde{\delta}_A/H_S=0.47$ および 0.50 とした場合の P は、それぞれ P_{TK} および P_w によく一致しているが、 $U_r=15.1\text{m/s}$ の風波場が常に白波状態 (白波発生率が 100%に近い状態) であることを考慮すると、 P の値が 90%程度になる $\tilde{\delta}_A/H_S=0.47$ の値を碎波判定指標として用いることが妥当と考えられる。

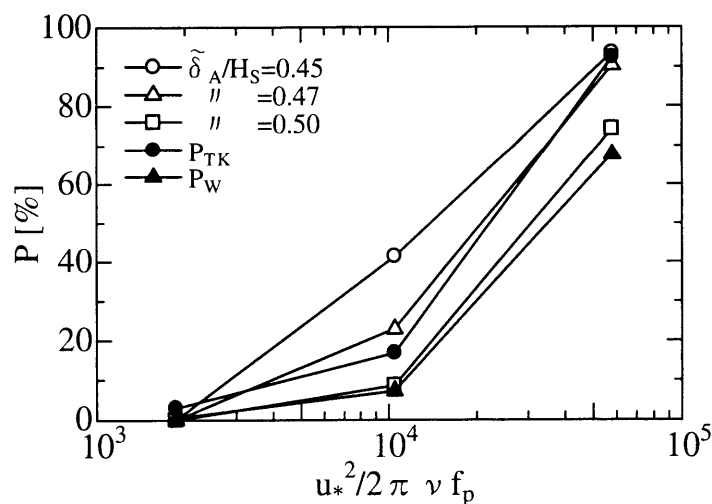


図 5.13 白波率 P と無次元パラメータ $u_{*a}^2/\nu\sigma_p$ の関係

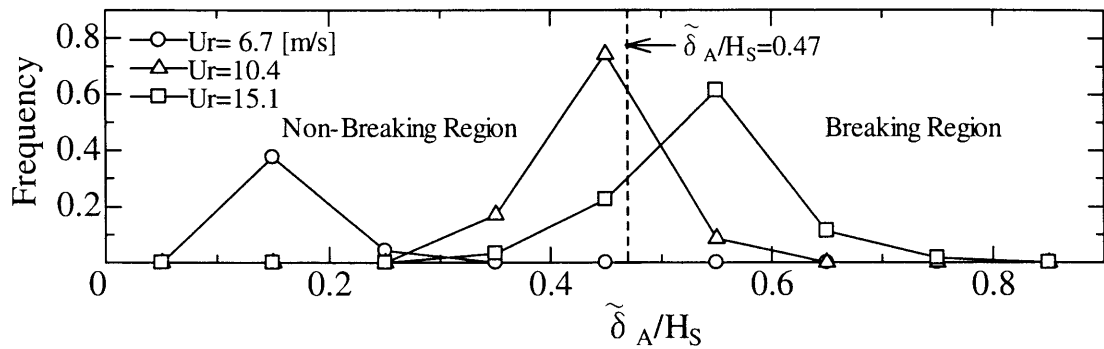


図 5.14 $\tilde{\delta}_A/H_S$ の頻度分布と風速 U_r の関係

図 5.14 は、定常状態における時間平均された相対気泡混入層厚 $\tilde{\delta}_A/H_S$ の頻度分布と風速 U_r の関係を示したものである。図中の破線は上述の碎波判定指標 $\tilde{\delta}_A/H_S=0.47$ であり、この線より左側が非碎波状態、右側が碎波状態となる相対頻度を表していることになる。この頻度分布より、 $U_r=15.1\text{m/s}$ では 34 秒間に $\tilde{\delta}_A/H_S \approx 0.55$ の値を持つ白波が約 6 割も占めていることを意味しており、風波場が全面白波状態になっていることを予測することが可能である。このように $\tilde{\delta}_A/H_S$ は、風波に応じた白波率がわかるだけでなく、同時に有義波高 H_S に対する気泡混入層厚 $\tilde{\delta}_A$ や白波規模の分布情報も得られるようになる碎波判定指標と言える。

5.5.2 個々波の碎波率

前述の各波峯における気泡混入層厚 δ_{AC} に対して同様な閾値を設定することができれば、こ

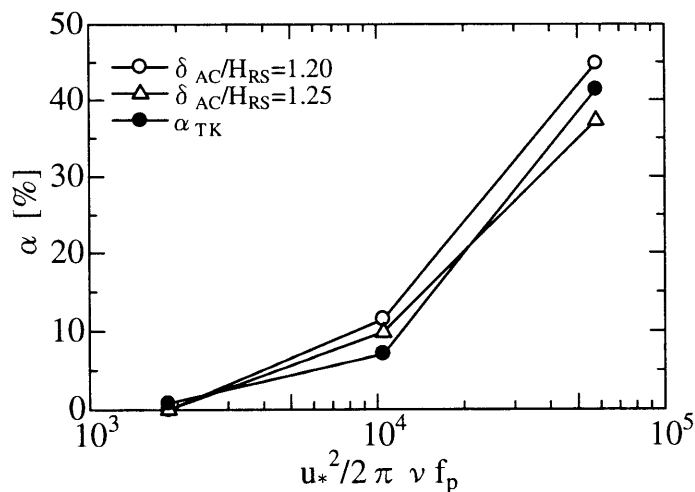


図 5.15 碎波率 α と無次元パラメータ $u_{*a}^2/2\pi\nu f_p$ の関係

れを風波の個々波の碎波限界指標と定義することができる。ここで、風速による δ_{AC} の変化を絶対評価するために代表スケール H_{RS} を導入する。 H_{RS} の値は、本実験の $U_r=10.0\text{m/s}$ の風速による吹送距離 8.1m(測点 W03) での有義波高 4.8cm によって与えられる。そして、代表スケール H_{RS} で基準化した δ_{AC}/H_{RS} に対する閾値 γ を定め、各波峯の δ_{AC}/H_{RS} の値が γ を上回る割合を風波の碎波率 α とする。

図 5.15 は、 γ の値を 1.20 および 1.25 とした時の碎波率 α と無次元パラメータ $u_{*a}^2/2\pi\nu f_p$ の関係を示したものであり、図中の黒丸は観測および実験データに基づく Toba and Koga⁷⁾ の碎波率 α_{TK} を表している。 α の値は、いずれも α_{TK} にほぼ対応した分布を示していることがわかる。この結果、 $\delta_{AC}/H_{RS}=1.20\sim 1.25$ を風波の個々波の碎波限界指標とすることにより、風波碎波下での個々波を対象とした碎波判定も可能になると言える。

しかしながら、実験では $U_r=15.1\text{m/s}$ の場合、測点 W03 においてほぼ全波峯に白波の生成が観察されたが、碎波率 α_{TK} に一致するように定めた δ_{AC} による碎波率 $\alpha|_{\gamma=1.20}$ は、高々 45% 程度に留まっていることがわかる。したがって、個々波に対する風波の碎波判定には、なお検討の必要があるものの、 δ_A と各波峯の碎波規模との関係がより明瞭になれば、その規模を含めた碎波判定指標を δ_{AC} に着目することによって導くことも期待できる。

図 5.16 は、各波峯での気泡混入層厚 δ_{AC}/H_{RS} の頻度分布と風速 U_r の関係を示したものである。図中の破線領域 $\delta_{AC}/H_{RS}=1.20\sim 1.25$ で表される碎波限界より右側が個々の波峯の碎波頻度を表しているが、碎波限界指標となる δ_{AC}/H_{RS} の閾値を下げて $U_r=15.1\text{m/s}$ での実際の碎波率 100% に近づけると、 $U_r=10.4\text{m/s}$ の場合の碎波率が 90% 近くになってしまうなどの矛盾が生じる。このように、風波の各波峯の碎波限界指標として用いる δ_{AC}/H_{RS} の閾値には、なお問題が残るものの、様々な風速下における気泡混入層厚 δ_{AC} のデータの蓄積が進めば、碎波率の算定精度も向上し、各風速における気泡混入層厚を求めることも可能になる。

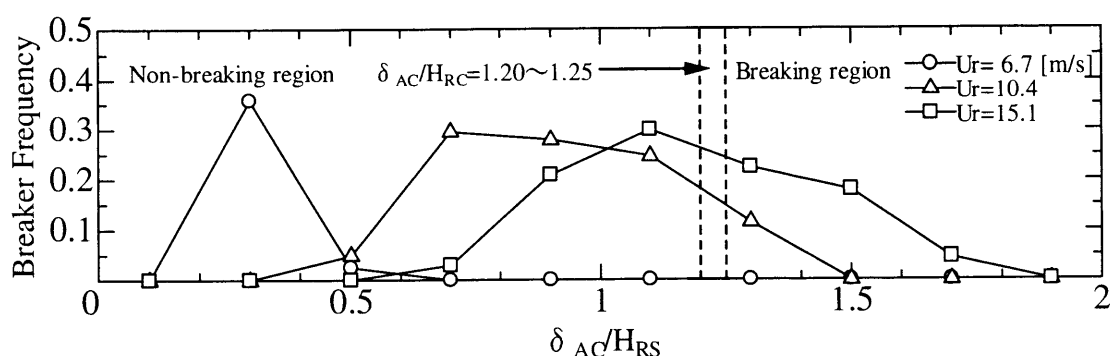


図 5.16 δ_{AC}/H_{RS} の頻度分布と風速 U_r の関係

5.6 結 語

本章では風波砕波の影響を定量的に評価するための砕波判定指標を気泡混入層に着目して導き、その有用性を示したものである。以下にその主要な結果についてまとめる。

1. レーザーシート光を照射して得られる気泡混入部の励起画像に着目し、2値化・局所平均フィルタ等の画像解析アルゴリズムによって気泡混入層の検出を可能にした。
2. 気泡混入層厚 δ_A は、水平水粒子速度の位相にほぼ対応し、強風下になると、その値は風の吹き始めから徐々に発達して行き、定常状態に達すると一様な値に留まるようになると共に、各波峯での白波規模を表していることが明らかとなった。
3. 相対気泡混入層厚 δ_A/H_S を有義波周期で時間平均した $\bar{\delta}_A/H_S$ から砕波判定指標 0.47 を求め、その判定指標から算出した白波率は、現地観測と実験データより整理された Toba and Koga の白波被覆率を表すパラメータ $u_{*a}^2/\nu\sigma_p$ とよく一致することがわかった。
4. 砕波判定指標 $\bar{\delta}_A/H_S$ を用いることによって、各風速における白波の有無やその規模の定量的評価が可能となるだけでなく、その頻度分布から各風速に対する白波・砕波規模等の分布情報も得ることができるようになった。
5. 風波の個々波の砕波判定指標 δ_{AC}/H_{RS} の閾値には、なお検討の必要性が残るものの、様々な風速下での気泡混入層厚のデータの蓄積が進めば、マクロ的に扱わざるを得なかった風波の発生限界・確率および規模を含めた統一かつ定量的評価も可能となることを提示した。

参考文献

- [1] Monahan, E. C. (1971) : Oceanic whitecaps, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.1, pp.139-144.
- [2] Toba, Y. and M. Chaen (1973) : Quantitative expression of the breaking of wind waves on the sea surface, *Rec. Oceanogr. Works in Japan*, 12, pp.1-11.
- [3] Wu, J. (1979) : Oceanic whitecaps and sea state, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.9, pp.1064-1068.
- [4] Babanin, A. V., I. R. Young and M. L. Banner (2001) : Breaking probabilities for dominant surface waves on water of finite constant depth, *J. Geophys. Res.*, Vol.106, pp.11659-11676.
- [5] 大津展之 (1980) : 判別および最小 2 乗基準に基づく自動しきい値選定法, 電子通信学会論文誌, D, J-63, pp.349-356.
- [6] Melville, W. K. (1996) : The role of surface-wave breaking in air-sea interaction, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol.28, pp.273-321.
- [7] Toba, Y. and M. Koga (1986) : A parameter describing overall conditions of wave breaking, whitecapping, sea-spray production and wind stress, *Oceanic Whitecaps*, Eds. : E.C. Monahan and G. MacNiocail Reidel, pp.37-47.
- [8] Wu, J. (1992) : Individual characteristics of whitecaps and volumetric description of bubbles, *IEEE Trans. Oceanic Eng.*, 17, pp.150-158.

第 6 章 吹送流の輸送・乱流構造に関する数値的研究

6.1 概 説

大気から海洋への運動量の供給は、海洋表層の乱流境界層を介して行われるため、海面せん断応力の特性は海面状態に強く依存すると考えられる。これまで POM¹⁾ を代表とする海洋モデルの数値計算は、波形勾配、波齢等の波浪特性を海面せん断応力のバルク式に粗度として水深に関係なく一括で与えられて来た。しかしながら、海洋極表層におけるエネルギー散逸率は、碎波によって直接混合が行われるため一定値となる。そして、それは、極表層からのエネルギーが下層で拡散されることによって、水深の -4 乗で急激に減衰するようになり、さらに下層になると、水深の -1 乗で緩やかに減衰することが Drennan ら²⁾ の観測結果によって報告されている。つまり、海洋の乱れの供給は、平均せん断流と風波の両方に起因しており、海洋表層でのせん断応力およびエネルギー生成・散逸として碎波に起因する付加的な応力を正しく評価した海水流動モデルが要求される。

本章では、水面変動を考慮しない *Rigid lid* 仮定であるが、海面境界条件に実験データを取り入れた二重床数値水槽モデルの開発を行う。そして、乱流モデルの海面境界条件の改良を加え、数値計算と実験の結果を比較することによってモデルの妥当性を明らかにする。さらに、より高精度な海水流動モデルを構築するためには、水面付近の碎波による乱流エネルギー生成・散逸項の定式化が必要不可欠であることを述べる。

6.2 数値計算手法の概要

数値シミュレーションは、理論的な方法と実験的な方法の中間的な方法と言える。それは、基礎となる法則を何らかの形で定式化し、得られた方程式などのパラメータを変化させながら計算機を用いて解析する。その利点は、実験環境を計算機の中で作り出すため、任意の状況を実現できる。欠点としては、膨大な計算時間を必要とすることであるが、この点については、最近の計算機器の急速な発達により改善されて来ている。

数値シミュレーションで最も重要なことは、複雑な実現象の最適なモデル化である。ここで

は、非圧縮性流体の数値計算手法に SOLA 法 (a numerical SOLution Algorithm) を、乱流モデルに $k - \epsilon$ モデルを組込んだ 2 次元 *Rigid lid* 仮定の数値水槽モデルの開発に用いる基礎方程式を示し、キャビティ流れによるテスト計算によってそのモデルの精度を明らかにする。

6.2.1 基礎方程式

対象とする流体に用いる基礎方程式は、平均化操作された連続の式

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (6.1)$$

および次式の運動方程式から成る。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(P + \frac{2}{3} k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} + F \quad (6.2)$$

ここで、 $F=(0, -g)$ 、 ρ は水の密度および ν は水の動粘性係数である。また、乱れエネルギー k とエネルギー散逸率 ϵ を用いると、渦動粘性係数 ν_T は次元解析的に

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (6.3)$$

と表される。ここで、 C_μ は無次元定数である。そして、 k と ϵ の各輸送方程式は、

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \quad (6.4)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = (C_{\epsilon 1} P_k - C_{\epsilon 2} \epsilon) \frac{\epsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} + \nu \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right\} \quad (6.5)$$

である。ここで、 P_k は乱れエネルギーの生成項であり、

$$P_k = \frac{\nu_t}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (6.6)$$

と表される。ここでは、実験定数 C_μ 、 σ_k 、 σ_ϵ 、 $C_{\epsilon 1}$ および $C_{\epsilon 2}$ として、以下に示す一般的な値を用いる。

$$C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_\epsilon = 1.3, C_{\epsilon 1} = 1.44, C_{\epsilon 2} = 1.92 \quad (6.7)$$

計算格子には、各速度成分と圧力を半格子ずらした別の格子点で評価するスタガード格子とする。そして、各項の差分化には、時間微分項に 1 次の前進差分、移流項に 3 次の上流差分、圧力項に 1 次の中心差分および拡散項に 2 次の中心差分をそれぞれ適用する。計算手法の詳細については、松田³⁾ および水谷⁴⁾ を参照されたい。また、二重床水槽構造とするため、流体部分に 1、境界を含む障害物部分に 0 とする 2 次元配列の指標を用いる。

6.2.2 テスト計算 — キャビティ流れ —

ここでは、テスト計算として2次元正方形キャビティ内流れのシミュレーションを行う。キャビティ流れとは、正方形の領域内を満たす流体が上壁を一定速度で一方向に動かしたときに循環する運動である。

表 6.1 は、この流れの問題に用いた計算条件である。図 6.1 はその結果であり、時刻 $t=1.0\text{s}$ から 60.0s までの流速ベクトル分布の時間変化を示す。上壁で与えられた一定速度 $u=0.38\text{m/s}$ によって、壁近くの流体がそれに引きずられて動き出す。この流体は右壁に向かって進むが、右

表 6.1 正方形キャビティ内流れに関する計算条件

時間間隔	$\Delta t = 0.01$ [s]
格子数	100×100
空間間隔	$\Delta x = \Delta z = 0.01$
Reynolds 数	1.0×10^6
収束判定	10^{-4}
上壁の流速条件	$u=0.38, v=0.0$ [m/s]
壁面の境界条件	free slip

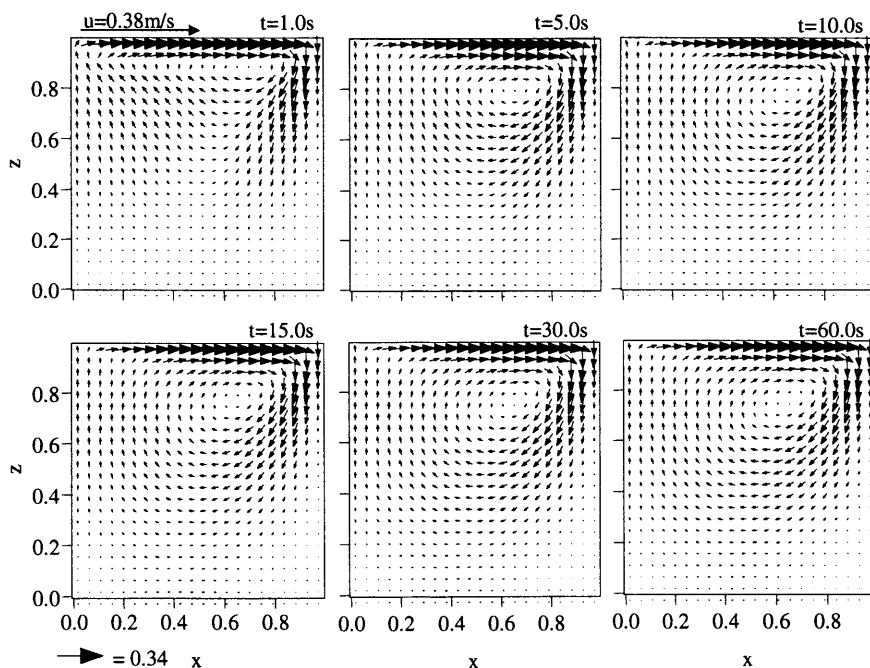


図 6.1 正方形キャビティ内における流速分布の時間変化

壁に衝突するため下向きに曲がる。こうして形成される下向きの流れは、下壁によって進行方向右側(図の左側)に曲がり、上壁の流れと逆向きになる。一方、上壁の左側では流体が右向きに動き出すため、その不足分を補うように下方から流体が流れ込むようになり、循環する流れを形成するようになる。これより、本計算手法は良好な流れ場を再現できるものと言える。なお、このときのクーラン数 $C = c\Delta t/\Delta$ は $1.9 \times 10^{-2} \leq 1.0$ であり、移流方程式の安定性は保たれている。

6.3 数値計算による二重床水槽の水理特性

ここでは、水理実験で用いた二重床水槽 ($W0.4\text{m} \times H1.0\text{m} \times L15.4\text{m}$, $h_c=10\text{cm}$) と同スケールの数値二重床水槽を鉛直 2次元断面内に設定し、実験で得られた実測値を海面の境界条件として与える *Rigid lid* 流れ場の水理特性を明らかにする。

図 6.2 は、二重床水槽における測点 W03(風洞入口から 8.1m) 付近の流速ベクトル分布の時間変化 ($t=1, 10, 20, 40\text{s}$) を示したものである。ここでの z' は、水槽底面をゼロとし、上向きを正とする。また、このときの計算条件を表 6.2 に示す。上段水路では、表層の流速は時間の経過とともに下方に伝達して行くが、 $z \simeq -0.3\text{m}$ より下層の流速は、戻り流れの発達により風向きとは逆の流れとなる。しかしながら、実験で見られたような大規模な渦を伴った流れ(図 2.6 参照)ではなく、一様なせん断流れとなっている。一方、下段水路内の流れは、実験結果と同様に一様な戻り流れとなっていることがわかる。

図 6.3 は、二重床水槽 ($h_c=10\text{cm}$) における水平流速 u の鉛直分布の時間変化 ($t=1 \sim 40\text{s}$) を示したものである。上段の流速は、時間とともに戻り流れが発達し、 $t=20$ 秒後になると直線分布の単純せん断流れ(クエット流れ)となる。下段では、 $t=20$ 秒で戻り流れが最大速度に達した後、ほぼ一定の放物分布を示すようになることがわかる。

表 6.2 二重床水槽に関する計算条件

時間間隔	$\Delta t = 0.0005$ [s]
格子数	水平成分: 1540, 鉛直成分: 60
空間間隔	$\Delta x = \Delta z = 0.01$ [m]
水の動粘性係数	$\nu = 1.0 \times 10^{-6}$ [m ² /s]
境界条件 (上壁)	$u=0.38, w=0.0$ [m/s]
(側壁)	free slip
(底面)	wall law

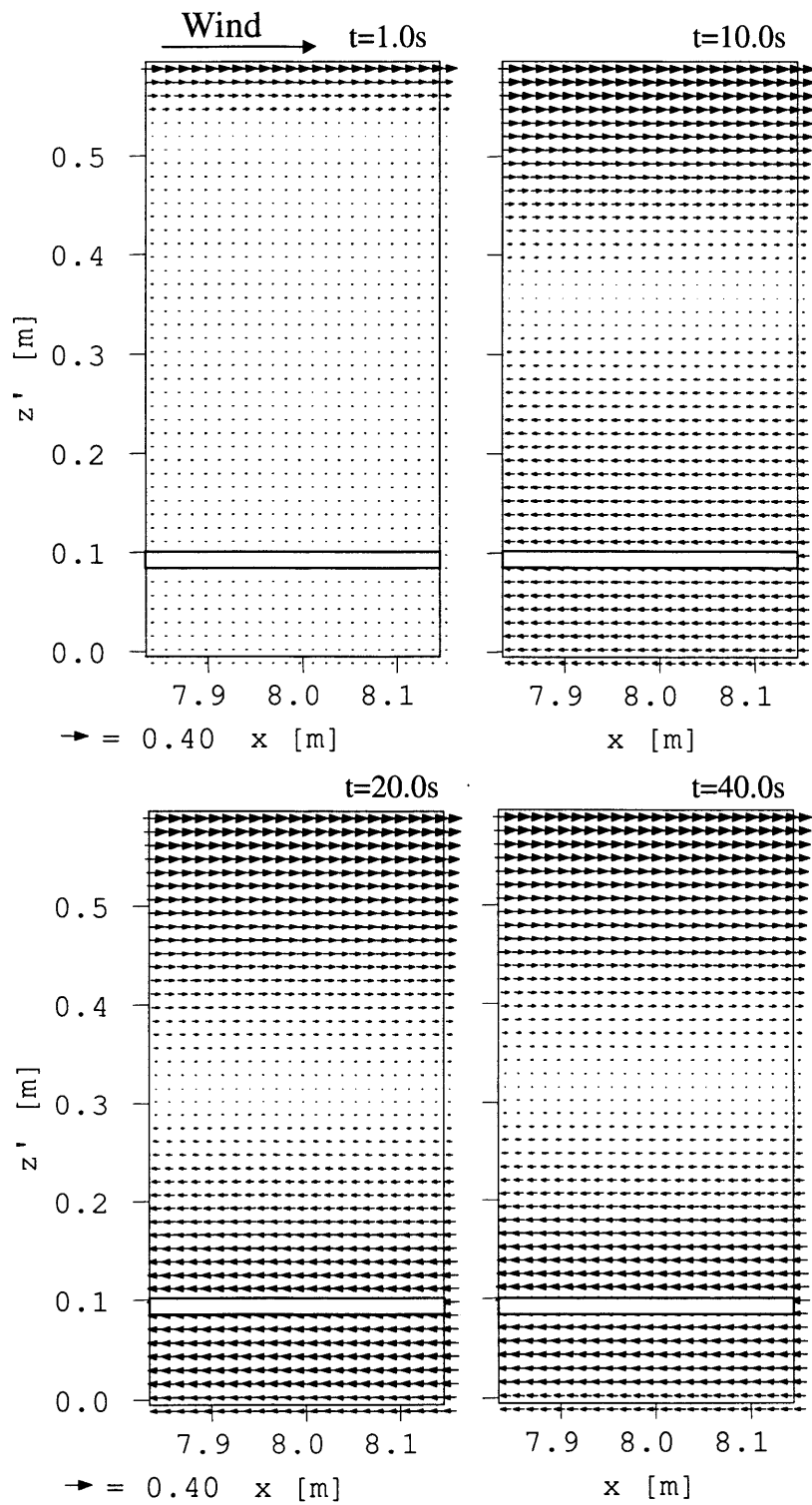


図 6.2 下段水路高 $h_c=10\text{cm}$ の二重床水槽における流速ベクトル分布の時間変化

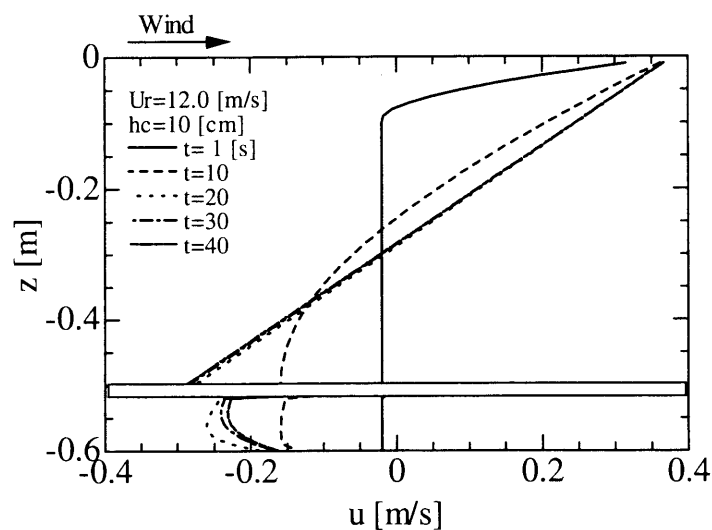


図 6.3 二重床水槽 ($h_c=10\text{cm}$) における水平流速 u の鉛直分布の時間変化

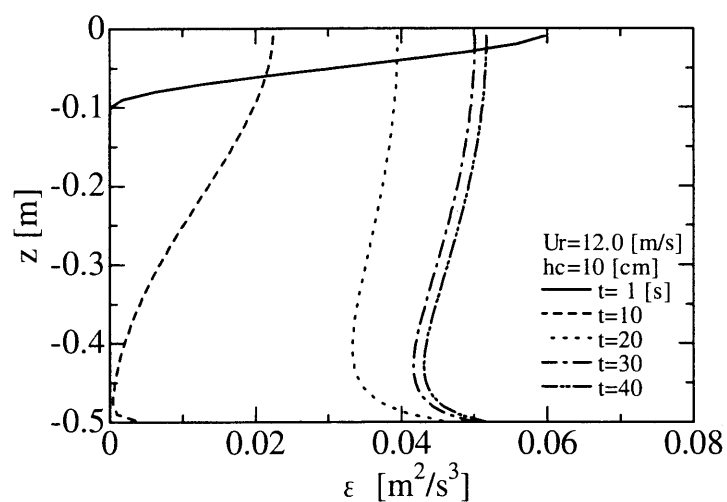


図 6.4 二重床水槽 ($h_c=10\text{cm}$) における乱流エネルギー散逸率 ϵ の鉛直分布の時間変化

図 6.4 は、二重床水槽 ($h_c=10\text{cm}$) 上段での乱流エネルギー散逸率 ϵ の鉛直分布の時間変化 ($t=1\sim 40\text{s}$) を示したものである。 $t=1$ 秒では、 ϵ の値は表層で卓越するが、その状態も長く継続されず、定常状態になると時間とともに鉛直一様な分布となることがわかる。風波碎波が海洋表層の乱れを強める働きをしていることを考えると、海面の境界条件に対して単に強いせん断応力を与え、乱流モデルとして標準 $k-\epsilon$ モデルを用いるだけでは、碎波による乱流エネルギーの生成・散逸過程を正しく評価することができないことは明白である。

6.4 海面に及ぼす砕波応力の評価について

砕波に伴って海面近傍の乱流エネルギー散逸率が急激に増大する現象は、標準 $k-\epsilon$ モデルで再現できないことは前述より明らかである。そのため、砕波による乱れエネルギーが表層に卓越することを直接的に評価できるような $k-\epsilon$ モデルの改良が必要となる。

ここでは、乱流エネルギー k およびエネルギー散逸率 ϵ の海面境界条件に、Ly⁵⁾ が提案するモデルを適用させることによって、上述の問題を解決できるか否かについて検討を行う。

6.4.1 海面の境界条件の改良

Benilov⁶⁾ は、砕波が乱れの主因となるような場合に対してエネルギー散逸率のモデル化を次式のように行っている。

$$\epsilon_w = \gamma \frac{u_p^3}{\lambda} \left(\frac{h}{\lambda} \right) e^{-6\pi z/\lambda} \quad (6.8)$$

ここで、 γ は無次元定数、 $u_p (=gT/2\pi)$ 、 T (波の周期) は波の位相速度、 h は波高、 $\lambda (=u_p T)$ は波長および z は水深を表す。

式 (6.8) を基に、Ly は波高と波長でエネルギー散逸率を評価した

$$\epsilon_{0w} = \gamma \frac{u_p^3}{\lambda} \left(\frac{h}{\lambda} \right)^3 \quad (6.9)$$

提案し、大気-海洋間のせん断流れによって生成されるエネルギー散逸率を加えた次式を乱流エネルギー散逸率の海面境界条件として与えている。

$$\epsilon_0 = \frac{u_{*w}^3}{\kappa z_0} [q_1 + (1 - q_1) \exp(-q_2)] + \epsilon_{0w} \quad (6.10)$$

$$q_1 = \frac{\beta_1}{\beta_2}, \quad q_2 = \left(\frac{\alpha_1^{1/2} \beta_2}{\kappa^2 \beta_3} \right)^{1/2} \quad (6.11)$$

ここで、 u_{*w} は水側の摩擦速度、 $\kappa (=0.41)$ はカルマン定数および z_0 は水側の粗度長を表す。

式 (6.10) の右辺第 1 項は平均流速による乱れエネルギー散逸、第 2 項は風波によるそれを意味する。このときの α_1 、 β_1 、 β_2 および β_3 は経験定数であり、以下の値を与えている。

$$\alpha_1 = 0.046, \quad \beta_1 = 1.43, \quad \beta_2 = 0.73 \quad (6.12)$$

また、乱流エネルギーの海面境界条件には、地上の大気境界層で一般に用いられる次式を用いる (Monin and Yaglom⁷⁾).

$$k_0 = \alpha_1^{-1/2} u_{*w}^2 \quad (6.13)$$

これより、実験で得られた波形諸量を式 (6.9)、(6.10) および (6.13) に代入し、これらを *Rigid lid* の海面境界条件として与え、同スケールの二重床水槽 ($h_c=10\text{cm}$) で再計算を試みる。

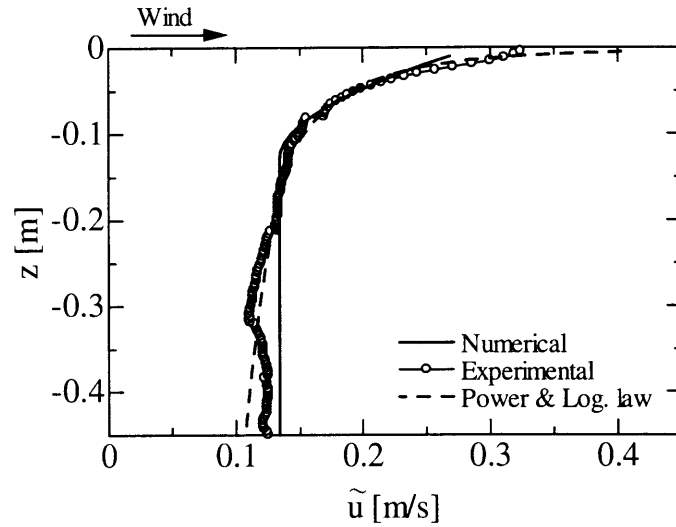


図 6.5 風速 $U_r=12.0\text{m/s}$ における実験および数値計算による吹送流 \tilde{u} の鉛直分布の比較

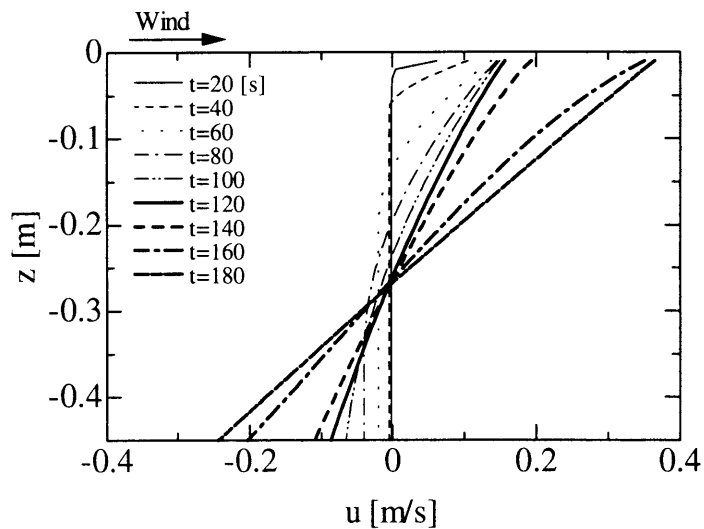


図 6.6 風速 $U_r=12.0\text{m/s}$ での海面境界条件を与えた数値計算による吹送流 \tilde{u} の鉛直分布の時間変化

図 6.5 は、風速 $U_r=12.0\text{m/s}$ での実験および数値計算による吹送流 \tilde{u} の鉛直分布を示したものである。図中の実線は、数値計算による $t=50$ 秒後の流速に戻り流れ $U_B(=-1.2 \times 10^{-2} U_r)$ を差し引いた値を表している。前節で示したせん断流速分布にくらべ、 L_y のモデルを境界条件として与えた流速の値は、実測値によく一致するようになる。しかし、この流速分布は一時的なものであり、図 6.6 の数値計算による水平流速 u の鉛直分布の時間変化 ($t=20 \sim 180\text{s}$) を見ると明らかのように、時間の経過とともに流速分布は直線化し、せん断流れとなることがわかる。

図 6.7 は、乱流エネルギー散逸率 ϵ の鉛直分布 ($t=180\text{s}$) を示したものである。図中の細実線

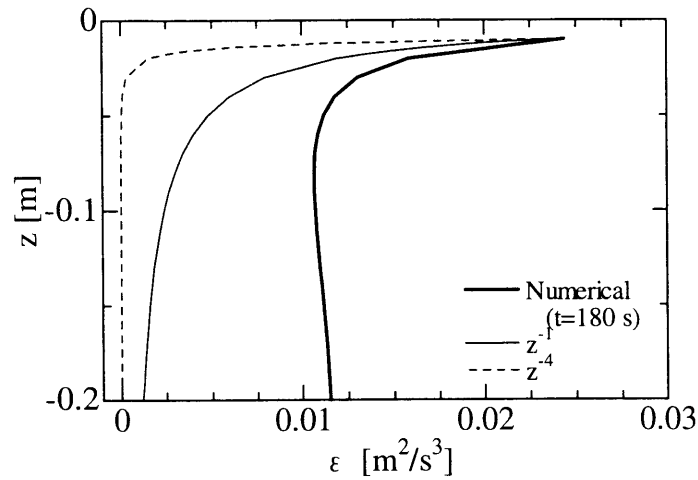


図 6.7 風速 $U_r=12.0\text{m/s}$ での海面境界条件を与えた数値計算による乱流エネルギー散逸率 ϵ の鉛直分布

および細破線は比較のために示した z^{-1} および z^{-4} の曲線である。 ϵ の値は、海面境界条件の改良前に比べ、水面に向って急激に増大する分布を示しているが、 $z \simeq -0.1\text{m}$ 以深では、その値は減衰することなく一様な分布となる。ここでは、砕波応力の作用を加えるために L_y のモデルを海面境界条件として与えたが、このモデルは、表層に強い乱流エネルギーを単に強制的に供給させるものであって、間欠的に持続するような砕波応力の影響によるエネルギー生成・散逸過程を十分に評価できるものではないと言える。

6.4.2 砕波による乱れエネルギー生成・散逸項の必要性

これまでの吹送流に及ぼす砕波応力は、水面のせん断応力 ($\tau_a = \rho_a u_*$) に砕波応力も含めて推進力として扱われ、吹送流に対する砕波の作用は量的に考慮されて来た。しかし、風応力と砕波応力では海面への作用の仕方が異なっている。すなわち、砕波応力では、駆動力が鉛直分布を持ち、渦粘性が攪乱によって生成される点である。

まず、粘性によるエネルギー散逸について考えると、体積 $\delta V = dx dy dz$ の流体に作用する単位時間当たりの仕事 W 、運動エネルギーの増加量 dT およびエネルギー散逸量 D の関係は、

$$W = dT + D \quad (6.14)$$

と表すことができる。つまり、 δV になされた仕事の一部は、エネルギーの増加および散逸に変換される。仕事 W を担う力としては、圧力 p 、粘性応力を意味する垂直応力 σ_{ii} 、せん断応力 τ_{ij} および質量力 X_i であり、これらの力による単位時間当たりの仕事は、

$$W = \left[\frac{\partial}{\partial x} \{u(\sigma_{xx} - p) + v\tau_{xy} + w\tau_{xz}\} + \frac{\partial}{\partial y} \{u\tau_{yx} + v(\sigma_{yy} - p) + w\tau_{yz}\} \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial z} \{u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w(\sigma_{zz} - p)\} + \rho \{uX + vY + wZ\} \right] dx dy dz \quad (6.15)$$

である。運動エネルギーの単位時間当たりの増加量は、

$$dT = \frac{D}{Dt} \left\{ \frac{\rho}{2} (u^2 + v^2 + w^2) dx dy dz \right\} \\ = \rho dx dy dz \left(u \frac{Du}{Dt} + v \frac{Dv}{Dt} + w \frac{Dw}{Dt} \right) \quad (6.16)$$

であり、ナビエ・ストークス方程式によって書き換えると、

$$dT = \left[u \left\{ \frac{\partial(\sigma_{xx} - p)}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{zx}}{\partial z} \right\} + v \left\{ \frac{\partial\tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial(\sigma_{yy} - p)}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{zy}}{\partial z} \right\} \right. \\ \left. + w \left\{ \frac{\partial\tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial(\sigma_{zz} - p)}{\partial z} \right\} + \rho(uX + vY + wZ) \right] dx dy dz \quad (6.17)$$

と表すことができ、式(6.15)および(6.17)より

$$W - dT = \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} (\sigma_{xx} - p) + \frac{\partial v}{\partial y} (\sigma_{yy} - p) + \frac{\partial w}{\partial z} (\sigma_{zz} - p) \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \tau_{yz} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \tau_{zx} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \tau_{xy} \right\} dx dy dz \quad (6.18)$$

となる。ここで、

$$\sigma_{ii} = 2\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_i}, \tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (6.19)$$

を式(6.18)に代入すると、

$$D = W - dT \\ = \mu \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right\} \quad (6.20)$$

となり、エネルギー散逸量 D は、流体の運動に伴う伸縮およびせん断変形によって生じることがわかる。したがって、 δV よりも小さい運動は評価できず、それらは粘性係数 μ を渦粘性係数 μ_t として扱うことにより評価することになる。これを吹送流の場合に置き換えると、 \mathbf{u} は平均流速 $\bar{\mathbf{u}}$ であり、波動成分の流速 \mathbf{u}_w や高周波成分の流速 \mathbf{u}_{ht} は、 δV の中に含まれてしまうため、 $\bar{\mathbf{u}}$ の減衰はあくまで δV の変形に起因することになる。

次に、粘性応力にレイノルズ応力 $\sigma'_{ii} = -\overline{\rho u'_i u'_i}$ および $\tau'_{ij} = \overline{\rho u'_i u'_j}$ を式(6.20)に含めると、

$$\begin{aligned}
D &= W - dT \\
&= \mu \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right. \\
&\quad \left. + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right\} + \sigma'_{xx} \frac{\partial u}{\partial x} + \sigma'_{yy} \frac{\partial v}{\partial y} + \sigma'_{zz} \frac{\partial w}{\partial z} \\
&\quad + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \tau'_{yz} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \tau'_{zx} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \tau'_{xy} \quad (6.21)
\end{aligned}$$

となり、レイノルズ応力が主流の速度勾配で輸送されることによりエネルギー散逸が生じる。つまり、体積 δV の変形 (速度勾配) と応力を伝達する乱れの結合によってエネルギー散逸が生じていることを示す。したがって、 δV 内の乱流構造がエネルギー散逸に極めて重要な役割を果たし、風波砕波に起因するものが乱れの過半を占める場合、

$$\sigma'_{ii} = 2\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_i}, \tau'_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (6.22)$$

のように主流の速度勾配にレイノルズ応力を起因させることは誤りである。 τ'_{ij} が主流の速度勾配に起因するということは、速度勾配仮説に依っているだけであって、 τ'_{ij} の供給源さえあればそれが主流と独立として扱っても良いと考えられる。

さらに、分子粘性および渦粘性を考慮した場合、エネルギー散逸率は

$$\begin{aligned}
D &= (\sigma_{xx} + \sigma'_{xx}) \frac{\partial u}{\partial x} + (\sigma_{yy} + \sigma'_{yy}) \frac{\partial v}{\partial y} + (\sigma_{zz} + \sigma'_{zz}) \frac{\partial w}{\partial z} + (\tau_{yz} + \tau'_{yz}) \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\
&\quad + (\tau_{zx} + \tau'_{zx}) \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) + (\tau_{xy} + \tau'_{xy}) \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (6.23)
\end{aligned}$$

となり、主流のエネルギー散逸率は、

1. 主流の変形 (速度勾配)
2. 応力を伝達する分子および渦粘性応力

によって決定し、砕波の攪乱作用が有意な場合には、レイノルズ応力のモデル化が極めて重要となる。

砕波による乱流エネルギーが卓越するバースト層内では、個々波の砕波によって等方性乱流状態であると仮定すれば、このときの渦動粘性係数 ν_t は、 k - ϵ 乱流モデルより

$$\nu_t = C_{burst} \frac{k^2}{\epsilon} \quad (6.24)$$

と表せる。このときの乱流エネルギー k および散逸率 ϵ は、砕波による乱流エネルギー生成項 $P_b(z)$ および散逸項 $D_b(z)$ を意味しており、水深 z の関数で表される。そして、 $P_b(z)$ と $D_b(z)$ が共にバースト層 ($z = -z_b$) より下層でゼロとなるような乱流モデルを次式として与える。

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \epsilon + \nabla \mathbf{J}_k + P_b(z) \quad ; \quad -z_b < z < 0 \quad (6.25)$$

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = P_\epsilon - \phi_\epsilon + \nabla \mathbf{J}_\epsilon + D_b(z) \quad ; \quad -z_b < z < 0 \quad (6.26)$$

ここで、 $\nabla \mathbf{J}_k$ および $\nabla \mathbf{J}_\epsilon$ はそれぞれの拡散項を意味する。

すなわち、 $P_b(z)$ および $D_b(z)$ を水深 z の関数として定式化ができれば、POM を代表とする海水流動モデルの精度向上に繋がるものと考えられる。

6.5 結 語

本章では、 $k-\epsilon$ 乱流モデルを組み込んだ *Rigid lid* 仮定の二重床数値水槽モデルを開発し、実験で得られた情報を海面境界条件として与え、吹送流の輸送・乱流構造について検討した。以下にその主要な結果についてまとめる。

1. 単に強いせん断応力を海面境界に与え、乱流モデルとして標準 $k-\epsilon$ モデルを用いるだけでは、砕波による乱流エネルギー散逸率の急増する現象を表すことができないことがわかった。
2. 砕波による乱れエネルギーを直接的に評価できるように L_y のモデルを海面境界条件として適用させたところ、表層付近で強い乱流エネルギー散逸を示す分布となったが、下層では、減衰することなく鉛直一様の分布となることが明らかとなった。
3. L_y のモデルは強制的にせん断乱流エネルギーの生成・散逸を与えるものであって、間欠的な砕波応力の作用を十分に評価するには不十分であることがわかった。
4. パースト層内において砕波による攪乱作用が有意な場合、レイノルズ応力のモデル化が極めて重要であることを式の上で示し、 $k-\epsilon$ モデルに砕波による乱流エネルギー生成項・散逸項を水深の関数として定式化することの必要性を提示した。

参考文献

- [1] Mellor, G. L. (2002) : User's guide for a three-dimensional, primitive equation, numerical ocean model. Princeton University, 42 pp.
- [2] W. M. Drennan, K. K. Kahma, E. A. Terray, M. A. Donelan, and S. A. Kitaigorodskii (1991) : Observations of the enhancement of kinetic energy dissipation beneath breaking wind waves, in *Breaking waves* edited by M. L. Banner and R. H. J. Grimshaw (Springer-Verlag, Berlin), 95p.
- [3] 松田博文 (1998) : ジェット突入後の海面境界および内部特性の数値シミュレーション, 岐阜大学修士論文, 52p.
- [4] 水谷夏樹 (2001) : 水面波ジェットと砕波後の乱流特性に関する研究, 岐阜大学学位論文, 177p.
- [5] L. N. Ly (1995) : A numerical coupled model for studying air-sea-wave interaction, *Phys. Fluids*, Vol.7, (10), pp.2396-2406.
- [6] A. Yu. Benilov (1991) : Turbulent boundary layers in the ocean and atmosphere in interaction, Stevens institute of technology, Hoboken, NJ.
- [7] A. S. Monin and A. M. Yaglom (1971) : *Statistical fluid mechanics : Mechanisms of turbulence*, (MIT Press, Cambridge).

第 7 章 結 論

本論文は、台風や寒冷前線などのイベント的気象擾乱によって引き起こされる強風時の海洋表層の流れに関わる鉛直構造の解明を目的に行ったものである。具体的には、室内実験と数値計算によって、風波砕波を介して行われる風から吹送流への運動量・乱流エネルギーなどの輸送過程や渦拡散過程の物理機構を明らかにし、これを基に風波砕波の吹送流に及ぼす影響をマクロ的に評価する海水流動のモデル化を試みた。

以下に、各章で得られた主要な結果を総括し、本論文の結論とする。

第 1 章では、本論文の背景と既往の研究レビューを行い、本論文の目的と構成を述べた。

第 2 章では、従来型の一重床水槽だけでなく水槽内の流量の連続性を部分的に満たす二重床水槽を用いて、弱風から砕波を伴う強風までの実験を行い、二重床風洞水槽の水理特性を詳細に検討した。その結果、以下の結論を得た。

- 自然循環式二重床風洞水槽を用いることによって、従来水槽では計測不可能な戻り流れを下段水路の流れとして分離・計測することが可能となった。
- 流速スペクトルは、波動成分を除く低周波から高周波帯に渡って $-5/3$ 乗則に従い、風波下の乱流場では、風速条件や鉛直位置、下段水路の有無に関わらず、粘性の作用が無関係になる慣性小領域にあることがわかった。そして、二重床下段水路内の流速スペクトルの形状より、そこでの乱流成分は戻り流れを主流とするせん断乱流成分であり、下段水路内流れは一様管路流れとして扱えることを明らかにした。
- 下段水路内の平均流速は、風応力に依る水位差のみによって決まる戻り流れであることがわかった。この戻り流れの平均流速を抽出することによって、今まで全く未知であった吹送流の全流量を $q_T = -U_B h$ として求めることが可能となった。
- 吹送流の全流量 q_T は、風速の増大とともに発達し、風波の発達度や砕波の影響も含めて風速によって一義的に定まることがわかった。さらに、各風速における q_T の値が明らかになることによって、これを吹送流の鉛直分布確定のための束縛条件として用いることが可能となり、これまで不明であった強風下吹送流の鉛直構造の解明が期待できる。

第 3 章では、水面直下の気泡と強い攪乱を伴う乱流境界層の流速計測を可能とする PIV 手法

を開発し、前章で明らかにされた吹送流の全流量と水面直下からの流速データを基に、強風時における海洋表層流の鉛直分布の定式化とその物理機構の解明を行った。その結果は以下の通りである。

- 粒子追跡法の2時刻粒子追跡法 (Two-frame PTV) と相関法の直接相互相関法 (Direct-CCM PIV) の手法を開発し、風波場に適用させた。その結果、白波立った水面直下の気泡と強い攪乱を伴う速度場の高精度な流速値の算出には、直接相互相関法が適していることがわかった。
- 強風下の吹送流の鉛直分布は、有義波高の約2倍の深さから水面へ急激な風向き方向の増加を示し、風速 $U_r=12.0\text{m/s}$ になると、吹送流の全流量の約3割が表層で輸送されることがわかった。さらに、このときの流量が $U_r=3.3\text{m/s}$ の3倍にも相当していることから、砕波による駆動力作用が水面表層の吹送流の発達および下方への拡大に重要な影響を及ぼしていると推察される。
- 戻り流れの影響を数値的に差し引いた純粋な吹送流の流速値を基に、べき則および対数則を適用させた最小2乗法によって、吹送流の鉛直分布の定式化を行った。その結果、砕波を伴う強風速になると、水面直下にはべき則層が形成されることが明らかになった。
- 吹送流の鉛直分布の定式化の妥当性を検証するために、下段水路から検出された吹送流の全流量との比較を行った。その結果、強風時水面直下の吹送流の輸送量の算出には、べき則層の影響のみならず、*Stokes drift* および *Surface roller* の影響も考慮する必要があることがわかった。これによって、今まで計測の困難さから空白域であった平均水面下の流速分布が正確に与えられるようになった。
- 従来から言われて来た水面下の非対数則層の存在を明確にし、その層がべき則に従いながら風速の増大とともに下方へと発達するものの、その層厚が白波状態の強風下であっても有義波高の2倍程度に留まることを明らかにした。
- 強風時の白波立った水面下では壁法則を仮定したせん断応力の連続条件が成立しないことを示した。このことは、べき則層の発達によるものであり、その層を考慮したモデルの確立が必要であることを示唆するものである。

第4章では、吹送流のせん断乱流と砕波や気流のはく離による攪乱乱流の影響を分離して計測することができる自然循環式二重床風洞水槽を用いて、吹送流の乱流構造の解明を行った。以下にその主要な結論を示す。

- 強風下では、砕波による攪乱乱流が戻り流れに起因する乱流成分とほぼ同程度となることを明らかにした。このときの上段水路の乱流特性は、風波砕波を含めた水面応力に支配されていることがわかった。

- 風波主成分より高周波成分の乱流エネルギーは、有義波高程度の深さから水面に向かって急増することがわかった。これより、風波砕波を起源とする攪乱乱流が高周波成分に影響を及ぼすことを示すと共に、バースト層と呼ばれる乱流境界層の存在が裏付けられた。
- 上段と下段水路の乱流エネルギー E_t の生成機構の違いを明確にすることにより、上段の $(E_t)_u$ は速度勾配に独立であることを明らかにした。また、 E_t と速度勾配の関係から、上段の乱流エネルギーの生成が平均流のせん断乱流だけでなく、水面応力の攪乱乱流に依存していることを裏付けることがわかった。
- 流速スペクトルより定義された砕波に起因する乱流成分指標 ΔS_h は、有義波高程度の境界層内で風速とともに急増することがわかった。このことは、砕波が高周波乱流成分の発達に対して主要な因子となっていることを示唆するものである。つまり、 ΔS_h が純粋に砕波によって生成される乱流成分を表していることを見なすことができ、そのパラメータが砕波による攪乱乱流指標になり得ることを提示した。

第5章では、マクロ的取り扱いを必要とする風波砕波について、その影響を定量的に評価するための砕波判定指標を気泡混入層に着目して導き、その有用性を考察した。以下に、その主要な結論を示す。

- レーザーシート光を照射して得られる気泡混入部の励起画像に着目し、2値化・局所平均フィルタ等の画像解析アルゴリズムによって気泡混入層の検出を可能にした。
- 気泡混入層厚 δ_A は、水平水粒子速度の位相にほぼ対応し、強風下になると、その値は風の吹き始めから徐々に発達して行き、定常状態に達すると一様な値に留まるようになると共に、各波峯での白波規模を表していることが明らかとなった。
- 相対気泡混入層厚 δ_A/H_S を有義波周期で時間平均した $\tilde{\delta}_A/H_S$ から砕波判定指標 0.47 を求め、その判定指標から算出した白波率は、現地観測と実験データより整理された Toba and Koga の白波被覆率を表すパラメータ $u_{*a}^2/\nu\sigma_p$ とよく一致することがわかった。
- 砕波判定指標 $\tilde{\delta}_A/H_S$ を用いることによって、各風速における白波の有無やその規模の定量的評価が可能となるだけでなく、その頻度分布から各風速に対する白波・砕波規模等の分布情報も得ることができるようになった。
- 風波の個々波の砕波判定指標 δ_{AC}/H_{RS} の閾値には、なお検討の必要性が残るものの、様々な風速下における気泡混入層厚のデータの蓄積が進めば、マクロ的に扱わざるを得なかった風波の発生限界・確率および規模を含めた統一的かつ定量的評価も可能となることを提示した。

6章では、 $k-\epsilon$ 乱流モデルを組み込んだ *Rigid lid* 仮定の二重床数値水槽モデルを開発し、実験で得られた情報を海面境界条件として与え、吹送流の輸送・乱流構造について検討した。以下にその主要な結果についてまとめる。

- 単に強いせん断応力を海面境界に与え、乱流モデルとして標準 $k-\epsilon$ モデルを用いるだけでは、砕波による乱流エネルギー散逸率の急増する現象を表すことができないことがわかった。
- 砕波による乱れエネルギーを直接的に評価できるように L_y のモデルを海面境界条件として適用させたところ、表層付近で強い乱流エネルギー散逸を示す分布となったが、下層では、減衰することなく鉛直一様の分布となることが明らかとなった。
- L_y のモデルは強制的にせん断乱流エネルギーの生成・散逸を与えるものであって、間欠的な砕波応力の作用を十分に評価するには不十分であることがわかった。
- パースト層内において砕波による攪乱作用が有意な場合、レイノルズ応力のモデル化が極めて重要であることを式の上で示し、 $k-\epsilon$ モデルに砕波による乱流エネルギー生成項・散逸項を水深の関数として定式化することの必要性を提示した。

以上本論文では、海洋表層流の輸送・乱流構造の解明およびモデル化について述べて来た。災害および環境の両面から、これまで以上に強風下の海水流動の役割が注目されることは確かである。その意味では、本論文中で明らかにされた実験事実は希少であり、今後の向かうべき研究の道しるべとなれば幸いである。しかしながら、海水流動モデルの開発には、なお多くの問題点を残す形となった。この点に関しては、自分の能力の無さを痛切に感じる次第である。

21世紀初頭、世界各地で環境問題やエネルギー問題が叫ばれる中、地球の約70%を占める海洋の持つポテンシャルが一層クローズアップされることは間違いないであろう。このような理由からも、浅海域から深海域に及ぶ海洋表層の物理機構の理解を深め、社会が直面する新たな問題に対処できるような知力を日々鍛えてゆくことが一研究者としての責務であり、また喜びではないだろうか。

謝 辞

本論文は、私が職を辞して岐阜大学に再在学したときから行って来た研究成果をまとめたものであり、研究を通して数多くの方々に御指導、御協力頂きました。ここに、記して感謝の意を表します。

本研究を遂行するに当たり、多くの示唆と終始熱心な御指導、御鞭撻を賜った岐阜大学大学院環境エネルギーシステム専攻 安田孝志教授に深く感謝を表します。安田教授には、研究者とはこうあるべきであることを身を持って御教示して頂き、本当にありがとうございました。安田先生の教え子の中では、まだまだ頼りなく見えるかと思われそうですが、「一寸先は光」の言葉を信じ、多少なりとも教えを実行していけるよう、精進していく所存であります。

岐阜大学大学院環境エネルギーシステム専攻 小林智尚助教授には、ゼミを通して画像解析に関する様々な疑問に対し、わかりやすくユーモアを交えて御教示して頂きました。デジタル画像の知識の無い私が PIV 手法の開発に取り組むことができたのは、小林先生の御助言があったからだと思えます。ここに、心より感謝の意を表します。

岐阜大学大学院環境エネルギーシステム専攻 大澤輝夫助手には、気象学の視点から有益な御助言を頂いたことによって、海と空の関係がより身近に思えるようになりました。また、研究の進捗状況や進路など色々と気に掛けて頂きました。本当にありがとうございました。

本論文の審査をして頂いた、岐阜大学流域環境センター 藤田裕一郎教授、岐阜大学工学部機械システム工学科 安里勝雄教授および岐阜大学総合情報メディアセンター 篠田成郎教授には、審査や公聴会を通して、有益な御助言を頂きました。ここに、謝意を表します。

私が研究者の道を志すきっかけの一つに、森 信人氏(電力中央研究所)、陸田秀実氏(広島大学工学部助教授)、水谷夏樹氏(国土技術政策総合研究所)および加藤 茂氏(京都大学防災研究所助手)の4人の存在が多分に影響しています。

森さんには、学会を通して常に叱咤激励をして頂き、研究の励みになりました。また、安田先生から森さんの話題が出るたびに、すごい人なんだと思い、常に目標にして来ました。これからも何気ないアドバイスの程、よろしくお願いいたします。

陸田先生には、研究室に配属当初から3年間、実験を通して御指導して頂きました。常に、明るく楽しく学生と一緒に研究し、成果を挙げる姿は、私の目標とするところであり、少しでも近づけるよう努力してゆきたいと思えます。これからもよろしくお願いいたします。

水谷さんには、研究や就職からプライベートな悩みまで公私にわたって助言を頂きました。パイオニアの水谷さんがいたから、職を辞して研究の道に飛び込む勇気が持てたのだと思いま

す。心より感謝するとともに、今後ともよろしくお願いいたします。

加藤さんには、研究室に配属当初、FORTRAN を親切に教えて頂きました。手を挙げて質問していたころが懐かしく思われます。また、同室で研究に打ち込む姿を身近に感じる事ができた経験は、今の私の精神的な支えになっています。これからもよろしくお願いいたします。

岐阜大学大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻自然エネルギー研究室の諸先輩方、後輩の皆さんにも多くの助力を頂きました。武田真典君 ((社) 水産土木建設技術センター)、米倉誠司君 ((株) 千代田化工建設) および久保田踊児君 (岐阜大学大学院工学研究科博士前期課程) には、実験の準備、計測、データ解析などを協力して頂きました。彼らの献身的な手助けなしに本論文は完成し得なかったと思います。ここに、感謝を表します。

同じ博士後期課程に在籍する橋本 篤氏、村上智一氏、井坂健司氏および深尾一仁氏には、充実した研究生生活を共に過ごすことができたことに感謝します。

また、学位論文をまとめるにあたり、(財) 日本科学協会による研究助成は、大変有意義なものとなりました。ここに、記して謝意を表します。

広木道弘次長 (当時 富山土木事務所次長) および延野久雄班長 (当時 富山土木事務所河川管理班長) には、富山県庁を辞職する際、親身になって相談に乗って頂くとともに、最後まで一職員として扱って頂きました。ここに、謝意を表します。亀谷靖文氏 (当時 富山土木事務所河川管理班技師) には、私の直属の上司として仕事のあらゆることを教えて頂くとともに、楽しく仕事をさせて頂きました。本当にありがとうございました。また、同期の源修治氏および林憲司氏には、公私にわたってお世話になりました。ここに、お礼を申し上げるとともに、これからもよろしく願います。

最後に、これまでの成長を暖かく見守り、支えとなってくれた両親と兄貴夫妻に感謝の言葉を贈りたいと思います。また、遠く離れた場所から信じて応援し、精神的な支えとなってくれた桶澤昌子に心から感謝するとともに、今後も良き相方として願います。

みなさん、感謝で一杯です。本当にありがとうございました。