

博士論文

沿岸長周期波の生成・伝播過程に関する研究

**A Study on Nearshore Generation and Propagation of
Infragravity Waves**

松葉義直

要旨

沿岸域の持続可能な発展には、高波浪の水利特性の正確な理解に基づく防災・海岸保全計画が肝心である。高波は台風等の気象擾乱に伴い高頻度に発生し、沿岸部の人々の日々の生活を脅かす。我が国では既往最大クラスの強大な台風が近年立て続けに来襲し、人口集中地域に大きな高波被害をもたらしている。将来的にはさらなる気象災害の激甚化が予測されるなかで、我が国のみならず世界的にも高波は防災計画に欠かせない検討事項であり、沿岸での高波浪特性の正確な理解は喫緊の課題である。

海域では様々な周期を持つ波が重合している。沖合では周期 10 秒前後の波が卓越しており、それら短周期波は重合することで波群を構成する。やがて水深の小さい沿岸部に伝播するこの波群は、地形の影響を受け砕波して減衰する一方、長周期の波を発達させる。この長周期波は特に高波浪時に発達し、沿岸域では砕波減衰する短周期波に対し卓越的になり、高波による浸水被害や沿岸地形変化の主要因となりうる。そのため、この長周期波の水利特性の理解が防災計画策定の上で肝要である。しかし、水槽実験では設備上の制約を受けるため、複雑な海岸地形や多様な沖波条件下での長周期波の生成・伝播過程の分析は難しく、現地での観測とそれらの数値モデルによる再現が重要となる。しかしながら、広範な領域を対象とした地形・沖波・沿岸波浪の詳細な観測は困難で例が少なく、実海岸での長周期波の生成・減衰過程や、沿岸波浪場への影響について未だに理解が十分に及んでいない。

本研究では、複数の砂浜海岸での現地観測データと数値再現をもとに、長周期波の生成・減衰過程と、長周期波が沿岸波浪場にもたらす影響の二つを議論した。前者については、沖波特性・潮位・地形といった要素が長周期波の生成・減衰にもたらす影響の分析を行い、その物理プロセスを明らかにした。また後者については、長周期波の発達がどのように沿岸高波浪や遡上に影響しているのかについて、台風来襲時の波浪観測データと遡上痕跡高観測データをもとに議論を行った。本研究を通じ、より正確な高波災害予測手法の確立に必要な不可欠な数々の知見を得ている。

各章の要旨を以下にまとめる。

第 2 章ではこれまでの長周期波に関する知見を取りまとめた。特に長周期波の生成・減衰メカニズムに関する知見を網羅的に議論し、より多様かつ複雑な地形・沖波条件下での長周期波の生成・減衰プロセスが重要な検討課題であることを明確にした。また、高波遡上の推定手法に関するこれまでの知見もとりまとめたうえで、長周期波の発達との関係について示し、長周期波の生成・減衰に関わる物理プロセスの考慮が、遡上高の正確な推定に重要な要素となっていることを明確にした。加えて、沿岸波浪再現のための数値モデルの現状についても簡潔に取りまとめている。

第 3 章において本研究で用いた数値再現手法およびデータ解析手法を取りまとめたうえで、第 4 章に本研究で分析対象とした現地観測データ、および該当期間の海象条件をまとめている。多様な沖波条件での長周期波の生成・減衰を分析対象とした波崎海岸での観測では、独自に構築した遡上観測システムを用い、沖波・沿岸波浪・地形・遡上の約 9 か月に及ぶ長期観測を実現した。平塚海岸においては、これまで観測例の少ない沿岸砂州を擁する急勾配海浜における波浪・遡上の観測を行った。また、西湘海岸においては既往最大クラスの 2017 年台風 21 号および 2019 年台風 15 号・19 号来襲時の観測データを分析対象とした。観測が難しい極浅海域については、監視カメラによる撮影動画をもとに水位変動の観測を実現した。台風ピーク時には最大で波高 2 m を越える長周期波が発達していた。特に極浅海域では長周期波が短周期波と同程度の大きさとなり、被災に大きく影響していたことが示唆された。

第 5 章では、観測データと数値再現結果に対する分析をもとに、長周期波の生成・減衰についての議論を進めている。波崎海岸における長期観測結果からは、その豊富なデータを活かし、多様な沖波特性による長周期波発達への影響を議論した。その中では、入射波高の増大だけでなく、入射波周期の増加が拘束波としての長周期波の増大を招くことを確認した。長周期波波高および周期は沖波スペクトルの広がりにも大きく影響され、より広いスペクトル幅をもつ条件では、浅水変形を通じて増幅しやすい比較的周期の短い長周期波成分が生成され、沿岸部でより大きな長周期波波高をもたらすことが明らかになった。一方で長周期波の減衰率にも長周期波周期は影響し、周期の短い長周期波は、砕波帯内で短周期波にそのエネルギーを遷移させることで大きく減衰していた。こうしたプロセスは長周期波遡上にも影響しており、入射波高が小さい条件下ではスペクトル幅の広がりに応じ長周期波遡上が増大するが、入射波高が大きくなると長周期波の減衰が進むため、スペクトル幅の遡上への影響は限定的になることが分かった。急峻な前浜勾配と沿岸砂州を擁する平塚海岸においては、緩勾配海浜における過去の観測例とは逆の傾向となる、低潮位時の長周期波増大が観測されており、その潮位変動と沿岸砂州上での砕波の有無との関連について議論した。低潮位時には沿岸砂州沖側での長周期波へのエネルギー遷移が増加し、砂州上での砕波を経て自由波となった長周期波は、急峻な海浜においてほぼ全反射し重複波を形成していたことが数値再現から明らかになった。一方で高潮位時には沿岸砂州上での砕波が生じず、長周期波へのエネルギー遷移の大部分は沿岸砂州岸側の限られた範囲で起きていた。さらに、急峻な海浜部での短周期波の砕波が、入射した拘束波とは逆位相の動的なセットアップを発達させ、結果として反射波を低減させていたことが分かった。西湘海岸における高波浪時の観測からは、大磯港西側の観測地点では入射長周期波が反射波成分を上回った一方、東側の観測地点では反射波成分が卓越的であり、沿岸方向に異なる特徴が確認できた。大磯港西側の観測地点では、屈折の影響で入射波高が小さく、かつ急勾配の海底面であった一方、東側の観測点では入射波高が大きく、かつ緩勾配の海底面で、前者でより長周期波が増幅されたことが示唆された。また一方で砕波帯内では長周期波は短周期波にエネルギー

を流出し、顕著な減衰に転じていることが分かった。以上の複数の砂浜海岸での観測においては、長周期波は拘束波としての生成が顕著であり、それら長周期波の生成・減衰プロセスは沖波特性や海岸地形によって大きく変化することが分かった。さらに、これまで個別のプロセスとして議論されてきた長周期波の生成・減衰メカニズムは、相互に関連しうるものであることが示唆された。

第6章では長周期波が沿岸波浪場に与える影響について分析している。2017年台風21号の観測データからは、波別解析をもとに砕波帯外・内それぞれでの個別波の波高と長周期波の位相関係を分析した。砕波帯外では、拘束波として発達した長周期波の谷の上を高波浪が伝播していることが確認された。一方砕波帯内では、長周期波の谷の上の短周期波は長周期波による局所的な水深の低下と波高の大きさ故に砕波が早まる一方、峰の上を伝播する短周期波は局所的な水深の増加により砕波減衰が遅れるため、砕波帯内では高波浪となっていた。この長周期波による砕波の変調は浅海部での波高の確率分布に影響し、長周期波の存在が高波浪の発生頻度を引き上げていることが観測から明らかになった。長周期波による沿岸高波浪への影響については、2019年台風15号・19号来襲後の西湘海岸における遡上痕跡高調査の結果と、数値モデルによる沿岸波浪の再現からさらなる分析を行った。台風来襲後の痕跡高の分布は、波浪推算結果と前浜勾配から既往の経験式を用いて大部分は良好に説明されたが、15号・19号来襲後のそれぞれの最大痕跡高を記録した地点では過小評価となった。沖波波高が5m程度と比較的小さく、方向集中度の高い台風15号のケースでは、浅海部での屈折による入射波の集中がより大きな遡上を招いたことが数値再現から示唆された。一方、沖波波高が8mを越えた台風19号来襲後に最大痕跡高の観測された大磯港西側では、大磯海脚で捕捉された長周期波が、沿岸方向重複波を形成することで長周期波の局所的な増幅を招いていたことが分かった。この局所的な長周期波の増幅は短周期波の変動の極値分布と相関しており、長周期波はそれ自身の水位変動だけではなく短周期波の遡上をも増大させることで、全体としての遡上高の増大を招いていたことが示唆された。以上複数の台風来襲時の分析を通じ、沿岸高波浪および遡上は単純な短周期と長周期波の線形和で説明されるものではなく、砕波プロセスを通じ非線形に増大しうるものであることが明らかになった。

第7章に本研究の結論と今後の課題を示した。本研究は、多様な条件での波浪観測と数値再現を通じ、沿岸での長周期波水理特性は多様な沖波特性と沿岸地形の影響を受け大きく変容することを示し、かつ高波浪時に沿岸で発達する長周期波が高波被害を増大させるメカニズムを明らかにしたものである。本研究で得られた成果は、海洋波の物理という基礎研究を発展させるだけでなく、工学的にも高波防災や海岸保全の実効性の向上に対し多大な貢献が期待されるものである。

目次

1. 序論	1
1.1. 研究背景	1
1.2. 研究目的	2
1.3. 論文構成	2
2. 既往研究	3
2.1. 長周期波とは.....	3
2.2. 長周期波の生成・減衰メカニズム.....	4
2.2.1. 長周期波の生成.....	4
2.2.2. 長周期波の減衰.....	6
2.2.3. 地形の影響.....	7
2.3. 遡上との関係.....	8
2.4. 長周期波の数値再現手法.....	10
3. 研究手法	12
3.1. 数値計算手法.....	12
3.1.1. 波向線法.....	12
3.1.2. WAVEWATCH III および SWAN.....	12
3.1.3. SWASH.....	13
3.1.4. XBeach.....	13
3.2. データ解析手法.....	15
3.2.1. 波浪諸量.....	15
3.2.2. 相互相関関数.....	16
3.2.3. バイスpekトル解析.....	16
3.2.4. エネルギー平衡方程式.....	17
4. 現地観測データ概要および数値モデルによる沿岸波浪の再現.....	18
4.1. 波崎海岸	18
4.1.1. 現地観測概要.....	18
4.1.2. 観測結果.....	22
4.2. 平塚海岸	24
4.2.1. 現地観測概要.....	24
4.2.2. 観測結果.....	26
4.2.3. 数値計算概要.....	28
4.3. 西湘海岸：2017年台風21号 Lan 来襲時.....	29
4.3.1. 台風概要.....	29
4.3.2. 現地観測概要.....	30

4.3.3.	観測結果.....	33
4.3.4.	数値計算概要.....	36
4.4.	西湘海岸：2019年台風15号 Faxai および台風19号 Hagibis 来襲時.....	38
4.4.1.	台風概要.....	38
4.4.2.	遡上痕跡高調査および現地観測概要.....	39
4.4.3.	波浪観測結果.....	41
4.4.4.	数値計算概要.....	43
5.	長周期波の生成・減衰過程.....	47
5.1.	沖波特性による影響：波崎海岸.....	47
5.1.1.	長周期波の生成・減衰.....	47
5.1.2.	沖波諸量・スペクトルの影響.....	55
5.1.3.	長周期遡上端変動への沖波特性の影響.....	58
5.1.4.	まとめ.....	62
5.2.	地形・潮位による影響：平塚海岸.....	63
5.2.1.	観測データに対する分析.....	63
5.2.2.	数値モデルによる分析.....	67
5.2.3.	コントロール実験.....	69
5.2.4.	潮位変動の要因.....	71
5.2.5.	まとめ.....	76
5.3.	高波浪時の長周期波生成・減衰：西湘海岸.....	77
5.3.1.	数値モデルによる波浪場の概要の把握.....	77
5.3.2.	観測データに対する分析.....	78
5.3.3.	バイスペクトルによる分析.....	83
5.3.4.	まとめ.....	85
5.4.	長周期波の生成・減衰過程：まとめ.....	86
6.	長周期波による沿岸波浪場への影響.....	87
6.1.	沿岸波高確率分布への影響：2017年台風21号来襲時.....	87
6.1.1.	砕波を通じた波群の変化.....	87
6.1.2.	波別解析.....	90
6.1.3.	まとめ.....	96
6.2.	沿岸遡上へ与える影響：2019年台風15・19号来襲時.....	97
6.2.1.	経験式を用いた遡上高予測.....	97
6.2.2.	位相解像モデル SWASH による沿岸波浪の分析.....	100
6.2.3.	長周期波による遡上増大メカニズムの分析.....	103
6.2.4.	まとめ.....	108
6.3.	長周期波の沿岸波浪場への影響：まとめ.....	109

7. 結論と今後の課題.....	110
参考文献	113
謝辞	120

目次

図 2.1	拘束波の一例（茨城県波崎海岸にて）	5
図 2.2	砕波点変動理論概念図	6
図 4.1	波崎海岸概要	20
図 4.2	地形測量結果	21
図 4.3	時空間画像例	21
図 4.4	波・遡上の観測結果	23
図 4.5	平塚海岸概要	25
図 4.6	UAV による汀線変動の観測および観測されたパワースペクトル	25
図 4.7	水位変動のスペクトログラム	27
図 4.8	波高観測結果および <i>GF</i>	27
図 4.9	数値再現精度検証	28
図 4.10	2017 年台風 21 号概要	29
図 4.11	被災した西湘バイパスの擁壁	30
図 4.12	波浪観測概要（2017 年台風 21 号来襲時）	32
図 4.13	監視カメラ撮影動画を用いた沿岸水位観測	32
図 4.14	波浪観測結果	34
図 4.15	パワースペクトル密度	35
図 4.16	波浪推算対象領域	37
図 4.17	波浪推算精度検証	37
図 4.18	台風 15 号・19 号および現地概要	38
図 4.19	痕跡高調査（台風 15 号通過後）	40
図 4.20	波浪観測結果（左：15 号，右：19 号）	42
図 4.21	波浪推算精度検証	45
図 4.22	SWASH 計算領域	45
図 4.23	SWASH 精度検証	46
図 5.1	砕波帯内・外での変化	49
図 5.2	波群包絡線と長周期波の相互相関	50
図 5.3	入射長周期波波高のスケーリング	50
図 5.4	潮位による反射率の変動	51
図 5.5	βH による反射率の変化	52
図 5.6	バイスペクトル解析に基づく長周期波に対するエネルギー流入・流出	54
図 5.7	長周期周波数成分ごとのエネルギー流入項の <i>FSPR</i> との関係	56
図 5.8	長周期波波高・周期の沖波スペクトルによる変化	57
図 5.9	Stockdon et al. (2006) に基づく長周期波遡上のスケーリング	58

図 5.10	スペクトル幅の違いによる長周期遡上端変動の応答.....	59
図 5.11	入射・反射長周期波と遡上端変動のフーリエ振幅の比較.....	61
図 5.12	波群包絡線と長周期波の相互相関.....	64
図 5.13	遡上波形に対する相互相関の分析.....	65
図 5.14	バイスペクトルの虚数部.....	66
図 5.15	パワースペクトル密度空間分布.....	68
図 5.16	エネルギーバランス.....	69
図 5.17	コントロール実験結果.....	70
図 5.18	遡上波形と水位変動の相互相関.....	73
図 5.19	XBeach による数値実験結果.....	75
図 5.20	観測された長周期波潮位変動の概要.....	76
図 5.21	推算期間内最大モーメント波高（台風 21 号）.....	78
図 5.22	長周期波増幅係数.....	79
図 5.23	長周期波水位・流速と波群包絡線の相互相関.....	80
図 5.24	P1 と T1 における FL_+ , FL_- の比較.....	82
図 5.25	長周期波周期および周波数別反射率.....	82
図 5.26	P1, P2 でのバイスペクトル虚数部.....	84
図 5.27	C1 でのバイスペクトル虚数部.....	85
図 6.1	波群と長周期波の関係.....	89
図 6.2	長周期波位相と個別波波高の関係（静水深）.....	92
図 6.3	長周期波位相と個別波波高の関係（全水深）.....	93
図 6.4	長周期波の位相グループ別、波高確率分布.....	95
図 6.5	推算期間内最大モーメント波高（台風 15 号および 19 号）.....	98
図 6.6	波浪推算結果に基づく遡上高予測.....	99
図 6.7	数値再現結果：波高分布.....	102
図 6.8	数値再現結果：上位 2%水位変動ピーク.....	103
図 6.9	長周期波による短周期波遡上への影響.....	104
図 6.10	波数・周波数スペクトル.....	106
図 6.11	波向線法による反射波の伝播方向の分析.....	107
図 6.12	水位変動クロススペクトル.....	107
図 7.1	本研究から得られた知見の概要.....	110

なお、図 4.10–17 および図 5.21–27 は、本研究の成果の一部として既に発表されている学術論文(Matsuba et al., 2020a)より引用もしくは編集したものである。図 4.11 および図 6.1–4 についても同様である(Matsuba et al., 2020b)。

表目次

表 4.1	観測地点水深およびデータ入手状況.....	40
表 4.2	波浪推算領域概要.....	44

変数定義および使用記号

g : 重力加速度	T_s : 有義波周期
ρ : 流体密度	H_0 : 沖波波高
t : 時刻	L_0 : 沖波波長
x, y : 水平方向座標	β : 海底勾配
z : 鉛直方向座標	β_S : 前浜勾配
h : 静水深	β_h : 無次元海底勾配(Battjes et al., 2004)
η : 水位	β_H : 無次元海底勾配(A. van Dongeren et al., 2007)
r : 遡上端変動	A : 複素フーリエ振幅
ζ : 波群包絡線	B : バイスベクトル
u, v : 水平方向流速	b^2 : バイコヒーレンス
U, V : 断面平均流速	$b_{95\%}^2$: バイコヒーレンス 95%有意水準
w : 鉛直方向流速	F : エネルギーフラックス
f : 周波数	F_L : エネルギーフラックス (線形項)
ω : 角振動数	$F_{L,\pm}$: 岸向き・沖向きエネルギーフラックス (線形項)
k : 波数	F_{NL} : エネルギーフラックス (非線形項)
c : 波速	M : ストークスドリフト
c_g : 群速度	S_{xx}, S_{xy}, S_{yy} : ラディエーション応力
τ : 時間差	W : エネルギー流入項
ϕ : 位相	D : エネルギー減衰項
θ : 波向き	$R_{2\%}$: 上位 2%遡上高
N : 波作用量	$\bar{\eta}$: セットアップ
c_D : 海面抵抗係数	S : 遡上端変動
p_h : 静水圧	S_{SS} : 遡上端変動 (短周期波成分)
p_{nh} : 非静水圧	S_{IG} : 遡上端変動 (長周期波成分)
τ_b : 底面摩擦	$\langle X \rangle$: 信号 X の平均
E : 平面スペクトル	σ_X : 信号 X の標準偏差
PSD : パワースペクトル密度	$\Re[X]$: X の実数部
H_{SS} : 短周期波波高	$\Im[X]$: X の虚数部
H_{IG} : 長周期波波高	$Co_f(X, Y)$: 信号 X, Y のコスペクトル
T_{01} : 一次モーメント周期	$C_{X,Y}(\tau)$: 信号 X, Y の相互相関
T_p : ピーク周期	
θ_m : 平均波向き	
GF : グルーピネスファクター	
H_s : 有義波高	

1. 序論

1.1. 研究背景

日本のような周囲を海で囲まれた島国や大陸の沿岸諸国では、海は我々人間の生活と密接にかかわっており、社会を構成する重要な要素の一つである。なかでも、遠く沖合から岸へと打ち寄せる波は沿岸部の多様な自然環境を形作る。我々人間はそれらからこれまで多くの海の豊かな恵みやレクリエーションの機会を享受してきた。一方でこうした沿岸波浪は台風やハリケーンといった気象擾乱時に大きく発達し、時に大規模な海岸地形変化や越波・打ち上げによる広域の浸水など、社会に対して大きな人的・物的な損失をもたらす。そのため、社会において国土保全・沿岸防災の観点からも沿岸波浪は重要な要素である。特に、河川からの土砂供給の減少や海岸構造物の建設に伴う慢性的な海岸侵食によって汀線の後退が進んでいる上、地球温暖化によって平均海面の上昇・台風の激甚化が予想されている昨今においては、高波に対する社会の脆弱性は増しており、高波防災は喫緊の課題である。こうした背景から、沿岸域の持続可能な発展を進めるためには、沿岸波浪の水理特性の正確な理解が重要であり、これまでの研究により多くの知見が得られてきた。

沖合からの入射波として一般的な周期 10 秒前後の短周期波は、沿岸部で砕波をすることでそのエネルギーの多くを失う。そのため、規則波を用いた既往の水槽実験からは、入射波の増大に対して沿岸部でのそれらの影響は飽和することが報告されている。しかし、現地での沿岸波浪は単純な規則波とは大きく異なり、様々な周期の波が重合することで不規則波浪場が形成される。この不規則波浪場では、入射波の周期よりも長い周期（数十秒から数百秒）の波が沿岸部で生成し発達する。この長周期波は、“Surf Beat”，近年では“*Infragravity wave*”とも呼称されているが、その周期の長さ故、砕波によって減衰する入射波成分と比較して減衰率は小さく、沿岸での高波被害や地形変化に大きな影響を与えることがこれまで指摘されてきた。そのため、この沿岸長周期波の水理の理解・予測手法の確立は、沿岸地域での持続可能な発展を進めるために、極めて重要な要素であると言える。

沿岸長周期波の生成・伝播を含む一連の沿岸水理は、水深が大きく線形波領域となる沖合から完全な非線形領域となる遡上帯までの広い領域内で、多様に変化するものである。そのため、設備の大きさの制限を受ける水槽実験では、一般的な自然海浜に見られるような複雑な地形・沖波条件下での詳細な分析は難しい。そうした背景のもと、現地での詳細な波浪観測に基づく沿岸水理の分析が望ましいが、広範な海域を詳細に観測することは難しく、その例は少ない。近年の計算機性能の向上により数値モデルによる沿岸水理の再現性が向上している一方で、砕波をはじめとした非線形過程の再現性の部分については未だ課題も残っており、数値モデルの結果のみから厳密な知見を得ることは難しい。そのため、多様な地形・海象条件下における沿岸長周期波の生成・伝播過程の多くは未だ理解が進んでいない。さらなる数多くの現地観測による実際の水理現象の把握を基本とし、それらの数値モデル

での再現を通じより詳細な分析を行うことで、詳細な長周期波の生成・伝播過程の理解を深めることが可能になると考えられる。

1.2. 研究目的

前述の背景を踏まえ、本研究では複数の海岸における現地観測結果およびそれらの数値再現結果をもとに、沿岸長周期波の水理特性を議論し、長周期波の生成・減衰とそれに伴う遡上増大過程を明らかにすることを目的とする。特に、既往研究では例の少ない海象・地形条件での観測データや、沿岸波浪・遡上の長期観測データの分析を行い、既往の知見と比較することで、多様な地形・沖波条件下での長周期波の水理特性を整理する。

特に、本論文では研究の焦点を大きく二つに分けている。一つは長周期波の生成・減衰過程についてである。沖から入射する短周期波と地形の影響を受け、どう長周期波が発達するのかの一連のプロセスに焦点を当てる。この中では、観測例の少なさゆえに既往研究では知見が不足している、長周期波の生成・減衰に対する①沖波スペクトル形状の影響、②沿岸砂州上での砕波の影響、③入射波高増大の影響、の3つに焦点を当て議論を行う。

もう一つは、長周期波による沿岸波浪場への影響であり、沿岸で発達した長周期波が、逆にどう短周期波・遡上に対して作用・寄与したのかについて焦点を当てる。この中では特に、①高波浪発生確率への影響、②遡上増大への影響、の二つを議論している。

以上の二つの焦点をもとに、長周期波がどのように発達し、それらが沿岸環境・高波被害にどのように影響しうるのかについて議論を進める。

1.3. 論文構成

本論文の構成は以下の通りである。2章では長周期波に関わる既往の知見を網羅的に議論し、現状までに得られている知見と今後の課題について明確にする。3章では、本研究で用いた分析手法および数値解析手法をまとめる。4章では、本研究で分析対象とした現地海岸および観測データの概要を説明し、かつ個々のケースに用いた数値モデルによる波浪場の再現手法を示す。5章では、一つ目の焦点である長周期波の生成・減衰過程について各観測データをもとに取りまとめる。6章では、二つ目の焦点となる長周期波による沿岸波浪場への影響について、特に台風来襲時の高波浪観測データをもとに取りまとめる。最後に、7章において本研究の結論と今後の課題を示す。

2. 既往研究

2.1. 長周期波とは

水深の大きい沖合では周期 10 秒程度の風波・うねりといった波浪成分が支配的であり、それらの重合により不規則な波浪場が形成されている。一方で水深の小さい沿岸域では、沖合では無視できるほど小さかった周期数十秒から数百秒の比較的周期の長い水位変動が観測される。この長周期波の最初の報告は Munk (1949) による。Munk は入射波によって形成される波群構造に相関する沿岸での長周期の水位変動を観測した。さらに翌年には同様に Tucker (1950) も波群に相関する長周期波の存在を指摘している。それら長周期波は、波群が砕波帯近傍を伝播する過程で発達するようにみえることから Surf Beat とも呼ばれるが、現在では Infragravity wave としてその存在が知られている (Bertin et al., 2018)。この長周期波は入射する短周期の波浪成分同士の非線形干渉を通じて発達し、これまででは少なくとも波高にして 2 m を超える長周期波が高波浪時の沿岸域で観測されている (Bertin et al., 2020; Fiedler et al., 2015; Matsuba et al., 2020a)。周期の短い入射波は砕波により減衰する一方、沿岸部で発達する長周期波は時に支配的な成分となりうるものであり、沿岸環境を決定づける極めて重要な要素である。

とりわけ、長周期波は沿岸部の地形変化に大きな影響を与えていることが知られている。例えば、高波浪時の長周期波は遡上帯において支配的になり、海岸での砂丘の崩落等の大規模な侵食や堆積を引き起こす主要因となるほか (McCall et al., 2010; D. Roelvink et al., 2009)、沿岸砂州の形成・消失プロセスに大きく関与している (J. A. Roelvink & Stive, 1989)。また、短い時間スケールの現象にも影響を与えており、例えば短周期波の砕波によって生じる浮遊砂の輸送方向を決定づける要因となることが指摘されている (de Bakker, Brinkkemper, et al., 2016)。このように海岸地形変化を予測する上では、様々なスケールでの長周期波の影響を考慮する必要がある。

また、台風等の気象擾乱時には長周期波は沿岸部の大規模浸水や構造物被害をもたらす重要な要因となる。とりわけ顕著な例は 2013 年のフィリピンにおいて台風 Haiyan 来襲時に観測された。この台風においては、内湾に面した地域では暴風と気圧低下のもたらした大きな高潮が主な沿岸部の被災要因になった一方で、外洋に面したエリアでは高波による浸水被害が顕著であった (Tajima, Gunasekara, et al., 2016; Tajima, Shimozone, et al., 2016)。その中では周期 50 秒を越える長周期波が津波遡上のようなボアを形成し、何度も打ち寄せることで大規模な浸水被害を招いたことが確認されている (Roeber & Bricker, 2015)。とりわけこのケースではリーフ幅の違いによって引き起こされる特定周波数成分の共振や長周期波と短周期波との重合による遡上の増大によって被害が引き起こされたことが示唆された (Shimozone et al., 2015)。我が国においても顕著な例が報告されており、例えば Tajima & Sato (2009) は 2007 年の台風 9 号上陸時の西湘海岸において、波高 1 m を越える長周期波が西湘

バイパス擁壁の大規模な崩落等の大きな被害を招いたことを示唆している。

このように、長周期波は沿岸地域において極めて重要性の高い自然外力であり、その水理特性の正確な理解は高波防災や国土保全の観点から必要不可欠である。

2.2. 長周期波の生成・減衰メカニズム

2.2.1. 長周期波の生成

これまで長年にわたり、長周期波の生成・発達プロセスが議論されてきた。前述の通り、長周期波は短周期波成分によって形成される波群と相関して発達することは、現地での観測から明らかになっていたが、その生成メカニズムは Biésel (1952) によって示され、のちに Longuet-Higgins & Stewart (1962) によって水平床の仮定のもとラディエーション応力の概念を用いて説明された。近い周波数の短周期波が重合する不規則波浪場では、波群形成に伴う空間的な波高の変化によってラディエーション応力の空間勾配が生まれる。このラディエーション応力の勾配によって水位変動が生じ、結果として波群構造に応じた、二次波 (secondary wave) としての長周期波が生じることとなる。この長周期波は波群に拘束され伝播することから、拘束波 (bound wave, forced wave) と呼ばれ、一方で碎波や反射を通じて拘束から解放された長周期は自由波 (free wave) と呼ばれている (図 2.1)。Longuet-Higgins & Stewart (1962) は、下記のように水平床における拘束波の解を導出した。

$$\eta_{IG} = -\frac{S_{xx}}{\rho(gh - c_g^2)} + const. \quad 2.1$$

ここで S_{xx} はラディエーション応力、 ρ は流体密度、 h は静水深、 c_g は波群の伝播速度を表している。この拘束波の大きな特徴の一つが伝播速度であり、波群の伝播速度で伝播することから、水深の大きい領域では長波理論による伝播速度より小さな波速を持つ。加えて、この解によれば、拘束波は波群の高波浪部の下に波の谷を、低波浪部の下に峰を持つ。つまりは、拘束波は波群の包絡線とは π ずれた位相を持つ (図 2.1)。またこの拘束波の解では、長周期波波高 H_{IG} は $h^{-5/2}$ と比例することとなる。これは線形長波理論に基づく Green's law から求められる浅水変形係数 ($H_{IG} \propto h^{-1/4}$) と比べると水深への依存が大きく、水深の低下に伴い長周期波波高が大きくなることを示唆している。一方、この理論解はあくまで水平床の仮定のもと導かれたものであり、一般的な斜面上での性質は異なる。

その代表的な一つの特徴は、斜面上の伝播を通じ、拘束波が波群に対して若干の位相の遅れを生じる、つまり波群包絡線との位相差が π から変化するというものである。例えば Janssen (2003) は水槽実験において波群に対する長周期波の遅れを観測したうえで、その位相差の変化が短周期波から長周期波へのエネルギー遷移を引き起こしていることを理論的に示している。加えて Battjes et al. (2004) は勾配斜面での水深の低下にともなう拘束波の増幅、特にその程度を表す $H_{IG} \propto h^{-\gamma}$ と仮定したときの γ を水槽実験の結果から議論している。その中では、より長い周期の拘束波が発達する条件下では γ は $1/4$ 、つまり Green's law に近

づく一方で、比較的短い周期の拘束波が発達する条件下では γ は水平床条件下での理論解、 $5/2$ に近づくことが確認され、拘束波の周期に応じてその増幅率が異なることが示唆されている。本研究ではこれら波群の形成によるラディエーション応力の空間勾配が引き起こす長周期波の発達を、拘束波理論と呼称し議論を進めることとする。

拘束波理論は砕波帯外で主要な長周期波の生成メカニズムであるが、Symonds et al. (1982)は波群が砕波する過程で引き起こされる動的なセットアップとして、長周期波が砕波帯内で励起されることを理論的に示した。本研究ではこのメカニズムを砕波点変動理論と呼称することとする。波群が砕波帯近傍に伝播すると、その高波浪部ではその波高の大きさから平均的な砕波点より沖側で砕波が始まる一方で、その低波浪部では波高の小ささ故に砕波点は岸寄りに変動する。この波群の引き起こす砕波点の岸沖方向の変動により、砕波帯内でのセットアップが定常的ではなく、波群の伝播に応じて変動することとなる。結果、この動的なセットアップは岸向きに沿岸長周期波として伝播することとなる(図 2.2)。このプロセスにおける最大の特徴は、動的なセットアップと同時に動的なセットダウンが砕波帯沖側で生成されることである。つまり、砕波点を境に、岸向きに伝播する長周期波に加え、沖向きの長周期波も同時に生成する。さらに、生成される長周期波は波群に対してその高波浪部の下にその峰を形成することも拘束波理論との明確な違いである。つまり、砕波点変動理論においては、波群の包絡線と同位相の岸向き長周期波と、逆位相の沖向き長周期波が生成されることとなる。この砕波点変動による長周期波生成は、拘束波理論と同様に実験や現地観測においてその生成プロセスが確認されている(Baldock, 2006; Moura & Baldock, 2018; A.-C. N. Péquignet et al., 2014)。

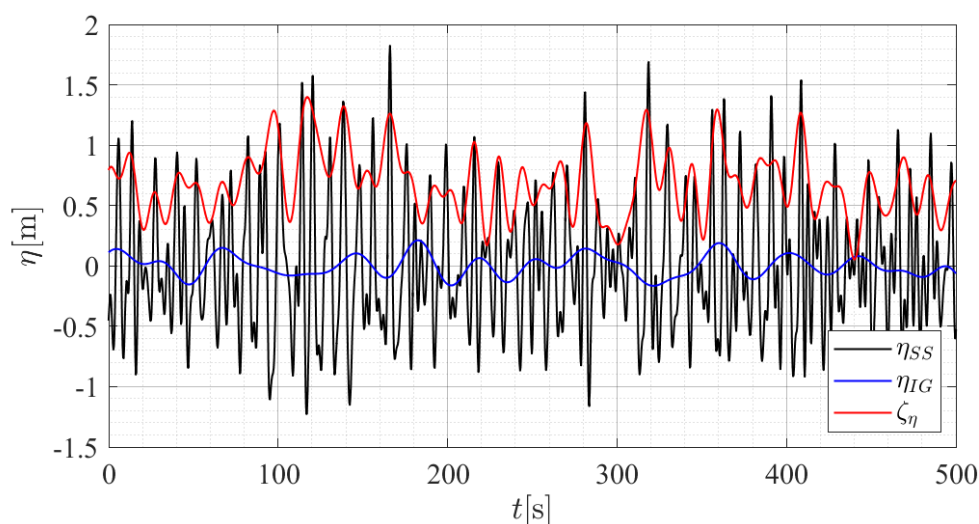


図 2.1 拘束波の一例（茨城県波崎海岸にて）

η_{SS} :短周期波, η_{IG} :長周期波（拘束波）, ζ_{η} :波群包絡線。

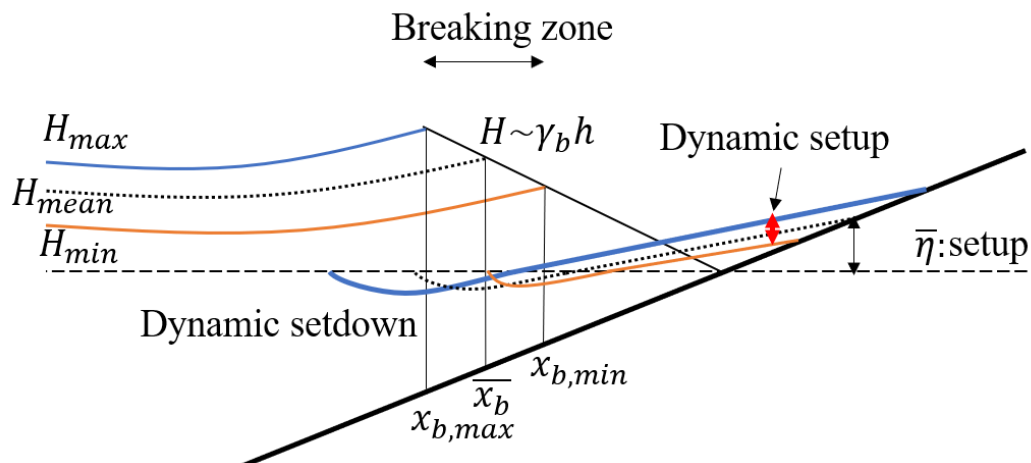


図 2.2 碎波点変動理論概念図

2.2.2. 長周期波の減衰

上記の二つが現状では主要な長周期波の生成メカニズムとされているが、一方でその減衰メカニズムも複数報告されている。まず一つが底面摩擦による減衰である。長周期波はその波長の長さ故、底面摩擦による減衰の影響を受けやすい。特に石灰質の海底面を持ち粗度係数の大きいリーフ海岸においては、その広い浅海域の影響も相まって、底面摩擦の影響が顕著であり長周期波減衰の大きな要因となる(e.g., Ap Van Dongeren et al., 2013; Péquignet et al., 2014; Pomeroy et al., 2012)。一方、より粗度が小さい一般的な砂浜海岸では、底面摩擦の影響は小さく、その他の要因によって長周期波の減衰が引き起こされる。そのメカニズムの一つが長周期波の倍周波数成分へのエネルギー遷移である。これは、自由長周期波の浅海部での前傾化・碎波にともなう減衰と解釈でき、短周期波の碎波帯での減衰プロセスと同様の現象である。この減衰プロセスは、砂浜海岸での長周期波減衰の主要な要因と考えられており、現地や数値実験においてその存在が確かめられている(de Bakker et al., 2014, 2015; A. van Dongeren et al., 2007; Inch et al., 2017; Rijnsdorp et al., 2015)。一方で、同様に砂浜海岸でのエネルギー減衰過程として考えられているのが、長周期波から短周期波成分へのエネルギー遷移である(Guedes et al., 2013; Henderson et al., 2006; Thomson et al., 2006)。このプロセスの中では、碎波帯での非線形干渉を通じて長周期波からピーク周波数を中心とする短周期波成分にエネルギーの流出が生じ、結果長周期波が減衰するというものである。この短周期波へのエネルギー流出は拘束波の減衰と関連することが示唆されている。Baldock (2012)は拘束波はその伝播過程において、短周期波が長波条件を満たす条件では、短周期波の碎波によってエネルギーを失わず自由波として伝播する一方、それ以外の比較的水深の大きい領域で碎波が生じる条件下では、拘束波が減衰することを、過去の観測や実験結果からまとめており、のちの研究によっても同一趣旨の傾向が確認されている(Mendes et al., 2018)。しかし、これらの減衰プロセスは別個の独立したプロセスとして議論されるにとどまっており、他の現象との関連については明確になっていない。

2.2.3. 地形の影響

上記の長周期波の生成・減衰過程は大きく海底地形，とりわけ地形勾配に大きく影響されることが分かっている．例えば Battjes et al. (2004)は長周期波の波長に対する水深の変化率の指標として，下記の無次元海底勾配

$$\beta_b = \frac{\tan \beta}{\omega} \sqrt{\frac{g}{h}} \quad 2.2$$

を提案した．ここで $\tan \beta$ は海底勾配， ω は長周期波の角周波数である．Battjes et al. (2004)は，この β_b が大きくなるほど，より自由波に近い挙動を示す一方で，小さくなるほど大きなエネルギー遷移を引き起こし，水深の低下に対しより大きな長周期波の発達を招くことを示している．また，van Dongeren et al. (2007)は長周期波の波形勾配に対する海底勾配の大きさを表すために，長周期波波高 H_{IG} を用いた下記の無次元海底勾配

$$\beta_H = \frac{\tan \beta}{\omega} \sqrt{\frac{g}{H_{IG}}} \quad 2.3$$

を提案し，この β_H が1.25を越える条件下では長周期波は完全反射となる一方，下回る条件下では長周期波の減衰が生じ，部分反射となることを示唆している．さらに，こうした海底勾配の違いによる長周期波の挙動の変化は，数値モデルをもとに de Bakker, Tissier, et al. (2016)によって議論されている．その中では，緩勾配斜面においては拘束波理論に基づく長周期波の発達が顕著であり，それらは碎波帯で自身の倍周波数成分へエネルギー流入を引き起こすことで大きく減衰することが示されている．また一方で勾配斜面が大きくなると，碎波帯内において短周期波へのエネルギー遷移を通じて一部減衰するものの，その多くは反射し重複波を形成することが示されている．

こうした現状得られている知見の多くは，一様勾配斜面を前提とした数値モデルや水槽実験によって得られたものであるが，実際の現地海岸では複雑な海岸地形の影響を受け，長周期波の挙動は多様に変化する．その一つとして，潮位による長周期波の変動が挙げられる．一様勾配斜面では，潮位による水位の変動は系全体を岸沖方向に前後させるだけであり，同一水深で観測すれば理論的には同じ結果となるはずである．しかし，現地海岸においては，潮位によって長周期波波高が変動することが報告されている(Bertin et al., 2020; Guedes et al., 2013; Okihiro & Guza, 1995; A.-C. N. Péquignet et al., 2014; Thomson et al., 2006)．これら既往研究は，潮位の変動が長周期波の減衰に影響を与え，高潮位時により大きな長周期波が観測されたことを報告している．岸に向かって前浜勾配が増加する一般的な砂浜海岸では，低潮位時には長周期波が比較的緩やかな前浜勾配故に大きく減衰する一方で，高潮位時には勾配の増加に伴って反射率が増加し，結果潮位による変動を招いていることが明らかになった(Thomson et al., 2006)．またリーフ海岸の観測では，低潮位時のリーフ上での一様な水深の低下が，大きな摩擦減衰を引き起こすことが明らかになっている(A.-C. N. Péquignet et al., 2014)．こうした潮位変動によって生じる長周期波の挙動の変化は，海底勾配や水深の変化

が長周期波の生成・伝播過程に大きく影響していることを示している。

また、海底地形それ自体も長周期波の挙動に大きく影響を与える。そのなかでも代表的なものは、沿岸砂州の存在である。沿岸砂州の存在は、その沖側での水深の低下による拘束波の発達を招く一方、その岸側での水深の増加により長周期波の減衰が小さくなり、沿岸砂州がない場合と比べてより大きな長周期波を発達させることが数値実験により示唆されている (Mendes et al., 2018)。また、沿岸砂州の頂部での水深の変化によって、短周期波の砕波に伴う拘束波の減衰量が大きく左右されることが現地での観測からも確かめられている (Mendes et al., 2020)。加えて、沿岸砂州の存在は岸で反射した長周期波にも影響し、一部の反射波は沿岸砂州の存在によって二次元的にトラップされ沿岸方向に伝播するエッジ波を生成させうる (Rijnsdorp et al., 2015)。

こうした長周期波の捕捉は、バー型海浜のみならずリーフ海岸でも同様の現象が起きるが、こうした現象は特定の固有周期の水位変動の増幅を招き、高波時の沿岸浸水の一因となる (A. C. N. Péquignet et al., 2009; Shimozono et al., 2015)。加えて、長周期波はその波長の長さ故に比較的水深の大きい地点でも地形の影響を受けるため、反射波は広範な領域で捕捉される。例えば Winter et al. (2017) は岩石海岸での観測から、長周期波が沿岸で捕捉されることによって、岸沖方向だけでなく沿岸方向にも重複波を形成することを示している。また、Thomson et al. (2005, 2007) は水深 50 m 以深まで続く海底溪谷を擁する海岸において数 km 四方の領域で波浪観測を行い、沿岸方向の長周期波波高の分布は、沖合での水深急変部によって屈折・捕捉された長周期波の集中によって説明されることを示した。こうしたこれまでの既往研究は、沿岸での長周期波の大きさ・挙動はローカルな地形のみならず、広範な領域で他地点と相互に影響しあうなかで決定されることを明確に示している。

以上、長周期波の生成・減衰過程とそれらに対する地形・潮位の影響に関する現在まで得られている知見をまとめた。実験や数値モデルによるそれらの再現を通じて長周期波の生成・減衰過程は徐々に明らかになってきているが、それらの多くはあくまで岸沖方向の一次元の伝播や一様勾配斜面を仮定した極めて単純なものである。一方で実際の複雑かつ多様な海岸地形や沖波特性による長周期波の挙動の変化はそもそも観測例に乏しく、それらに対しどのような応答を示すのかについては十分に議論されていない。

2.3. 遡上との関係

沿岸で発達する長周期波は、大きな遡上を引き起こす主要因のひとつとなる。海岸構造物の設計や防災計画の策定の上では、沖波波高 H_0 や沖波波長 L_0 といった沖波特性からの遡上高の予測・推定手法の構築が必要であり、工学的に重要度が高い。その正確な推定のためには、長周期波の発達を含めた沿岸での非線形現象をいかにして沖波特性から評価するかが課題であり、これまで数多くの実験・現地観測をもとにその推定手法が議論されてきた (Gomes da Silva et al., 2020)。ここでは遡上高の推定手法のこれまでの既往研究と、長周期波

との関連をまとめる。

沖波特性をもとにした遡上高の推定として最初に挙げられるのは、Miche (1951)による経験則である。その中では遡上高を入射波と反射波によって形成される重複波による水位変動によって説明している。また、Hunt (1959)は規則波を用いた水槽実験から、 $\xi_0 = \tan \beta / \sqrt{H_0/L_0}$ としてあらわされる Iribarren number (もしくは surf similarity parameter) が遡上高を決定づける重要なパラメータであること示した。さらに Guza et al. (1984)はこの Iribarren number によって入射波高に対する遡上高の応答が変化することを示している。Iribarren number が大きい条件、つまり入射する波形勾配に対し海底勾配が大きい条件下では、砕波による影響が小さく、遡上高は入射波高に対して線形に増加する。一方、Iribarren number が小さい条件では、砕波によって入射波は大きく減衰するため、入射波高の増大に対して遡上高の応答は鈍くなる。この後者のケースは飽和 (saturation) と呼ばれ、緩勾配斜面では、砕波波高が水深によってほぼ決定されるために生じる現象である。さらに Mase (1989)は不規則波を用いた水槽実験の結果から、規則波のケースと同様に Iribarren number が遡上高を決定するパラメータであることを示唆した。

規則波を用いた水槽実験の多くから明らかになってきたように、入射波成分は沿岸部で砕波により大きく減衰することで、それらの遡上に与える影響は小さくなりやがて飽和する。一方で、不規則波が入射する条件では、長周期波が発達することで全体の遡上が増大することが明らかになっている。例えば Guza & Thornton (1982)は入射波高の増大に対して長周期成分の遡上はほぼ線形に増大することを現地観測から示唆した。その後も同様に数多くの現地観測から、長周期波の発達が発達を遡上を増大させる要因となることが明らかになってきている (Fiedler et al., 2015; Ruggiero et al., 2004; Senechal et al., 2011; Stockdon et al., 2006)。そのため、入射波高の増大に対し入射波成分の遡上はやがて飽和する一方、長周期波による遡上の増大によって全体の遡上高は増加することとなり、沿岸での長周期波発達の影響を正しく評価することが遡上高の推定において極めて重要であるといえる。

現在広く用いられている遡上高の推定手法としては、Stockdon et al. (2006)による経験則に基づく下記の推定式が挙げられる。

$$R_{2\%} = 1.1 \left(\bar{\eta} + \frac{1}{2} \sqrt{S_{SS}^2 + S_{IG}^2} \right) \quad 2.4$$

$$\bar{\eta} = 0.35 \tan \beta_S \sqrt{H_0 L_0} \quad 2.5a$$

$$S_{SS} = 0.75 \tan \beta_S \sqrt{H_0 L_0} \quad 2.5b$$

$$S_{IG} = 0.06 \sqrt{H_0 L_0} \quad 2.5c$$

この式では、遡上を平均的な海面の上昇であるセットアップ $\bar{\eta}$ と平均周りの遡上端変動 $S = \sqrt{S_{SS}^2 + S_{IG}^2}$ (swash) に分け、それぞれを推定し最終的に上位 2%遡上高である $R_{2\%}$ を求めている。ここで $\tan \beta_S$ は前浜勾配である。この式からわかるように、基本的にはこれまでの Iribarren number による推定に類する形で、セットアップと短周期の汀線変動が評価されている。一方、長周期の遡上端変動に関しては、勾配の影響を無視し、入射波特性のみで評価

されている。この経験式は複数の特徴の異なる自然海浜における観測結果を総合して導出されたものであるが、理論的根拠を欠く上に現地観測データに対して推定のばらつきは大きい。

工学上重要な高波浪時の遡上は、Dissipativeな条件となるため長周期波による遡上端変動が支配的となるが、その推定には数多くの問題を抱えている。一つ目の問題は、長周期波の飽和に関するものである。上式において長周期遡上端変動 S_{IG} は沖波波高 H_0 の増加に対して飽和することなく増加することを示しており、同様の傾向は過去の観測からも確認されている(Fiedler et al., 2015; Ruggiero et al., 2004)。しかし一方で、Senechal et al. (2011)は高波浪時に S_{IG} すらも飽和することを示唆しており、さらなる検証が必要である。二つ目の問題は、上式に反映されていない沖波波高・周期以外の影響の評価である。例えば海底勾配は短周期波と同様に長周期波の減衰に影響することが知られているが、その影響を反映していない。加えて、沖波波高、周期が同じであったとしても、沖波スペクトルの違いによっても長周期波の発達程度が変化しうる。Guza & Feddersen (2012)は沖波スペクトルの波向き方向の広がり (directional spreading) と周波数方向の広がり (frequency spreading) に注目し、それらの長周期波遡上に与える影響を明らかにしている。沖波スペクトルがより狭い周波数幅を持つ場合は比較的長い周期の長周期波が発達する一方で、周波数幅が広い場合は短い周期の長周期波が発達する。そして、周期が短い長周期波ほど水深の低下に伴う増幅率が大きいことから、周波数幅が広い場合でより S_{IG} が増加することが数値モデルから示唆された。一方で、周期の短い長周期波は波高の増加に対し減衰もしやすいため、高波浪時の条件では逆に周波数幅が狭く周期の長い長周期波を発達させる条件でより長周期波遡上が増加することが示唆されている(Ruju et al., 2019)。しかしこれらの知見は全て数値モデルによって議論されており、実海岸での観測結果をもとにそれらの影響を議論した例はない。今後、遡上高の正確な推定手法を確立するためには、より多様な条件での現地での観測が必要であるといえる。

2.4. 長周期波の数値再現手法

ここでは長周期波の生成・減衰を含めた沿岸での非線形現象の、数値モデルによる再現手法についてまとめる。まず広領域での波浪の再現を目的とした数値モデルとして、WAVEWATCH III(The WAVEWATCH III Development Group, 2016)やSWAN(Booij et al., 1999)が挙げられる。これらのモデルは波作用量方程式を基本とし、時々刻々の水位変動を解かない位相平均モデルである。よって波群構造を解像することは出来ないうえ、長周期波の生成・減衰といった物理プロセスをモデル化した非線形項は導入されていない。そのため、長周期波の浅水変形・減衰・反射プロセスを再現する上では不十分であり、特に防災上重要な碎波帯内の諸現象の再現には大きな課題がある。

そのため長周期波の再現には、時々刻々の水位・流速変動を解く位相解像モデルが主

な手段となる。短周期波も長波領域となる極浅海域のみを対象とした条件であれば非線形長波方程式の適用が可能であるが、比較的水深が大きい領域から長周期波の生成を再現するには短周期波の分散性を考慮する必要がある、Boussinesq 方程式を基本とした非線形分散波方程式の適用が望ましい(Madsen et al., 1991; Nwogu, 1993; Peregrine, 1967; Seabra-Santos et al., 1987)。また、近年では Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) 方程式を基本とし、鉛直方向に水深を分割することで分散性を向上したモデルである SWASH が広く用いられている(Zijlema et al., 2011)。また、位相平均モデルと位相解像モデルを組み合わせることで、再現性は維持しつつ計算効率を向上させたハイブリッド型の数値モデルも提案されている。その代表となる XBeach は、短周期波についてはその水位変動は解像せず、波群による波高の時空間変動のみを解く波作用量方程式を用いている。そして、それらによるラディエーション応力の空間勾配を運動方程式に外力として与えることで、波群の時空間スケールでの流速・水位変動を解き、長周期波の生成・減衰過程を再現している(D. Roelvink et al., 2009)。これらの鉛直積分型の波動方程式を用いたモデルでは、多くのケースで良好な再現結果が報告されている一方、短周期波の砕波過程を厳密に解くことは出来ないため、砕波帯内での再現性に一部課題が残っている。

3. 研究手法

本章では、本研究で用いた個々の数値モデルの概要と、観測値や数値再現結果の解析手法について詳しく説明する。

3.1. 数値計算手法

3.1.1. 波向線法

波浪の各周波数成分の伝播方向を推定するため、微小振幅波理論をもとにした波向線法を用いた。ここでは開始地点での波向きおよび周期をもとに、下記の支配方程式

$$\frac{d\theta}{ds} = \left(\frac{\partial h}{\partial x} \sin \theta - \frac{\partial h}{\partial y} \cos \theta \right) \frac{\omega}{2c_g} \left(\frac{1}{\tanh kh} - \tanh kh \right) \quad 3.1$$

により伝播過程を分析する。ここで s は波向方向座標を意味しており、波数 k は分散関係式により周期と水深から決まる。本研究では、入射短周期波の集中・散逸や、反射長周期波の捕捉を把握するための簡易的な解析手法として用いた。

3.1.2. WAVEWATCH III および SWAN

観測が難しい高波浪時の沖波特性の把握および広領域での波浪場の把握を目的とした波浪推算のために、WAVEWATCH III(The WAVEWATCH III Development Group, 2016)およびSWAN(Booij et al., 1999)を用いた。WAVEWATCH IIIは元来大水深部での波浪発達を対象とした波浪推算モデルである一方で、SWANはSimulating Waves Nearshoreから名付けられたように、浅海域を対象とした波浪推算モデルである。しかし、両者ともに、様々な水深での波浪発達を表現する多様な物理モデルを組み込むことで改良が重ねられ、現在では浅海から深海まで広範な領域を対象とした波浪推算に広く用いられている。ここではWAVEWATCH IIIをもとに説明をする。支配方程式は下記の波作用量方程式である。

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial c_{g,x}N}{\partial x} + \frac{\partial c_{g,y}N}{\partial y} + \frac{\partial kN}{\partial k} + \frac{\partial \theta N}{\partial \theta} = \text{source term} \quad 3.2$$

ここで N は波作用量を表している。右辺のソース項には、各周波数・方向成分間の非線形相互作用による四波共鳴・三波共鳴の項、底面摩擦による減衰、風からのエネルギー流入、水深低下にともなう砕波減衰、等が含まれる。風からのエネルギー流入を決定する海面抵抗係数 C_D は一般に風速の関数として与えられるが、従来の海面抵抗係数モデルでは強風時に波浪発達を過大評価することが知られている。そこで本研究では、Oey et al. (2006)による強風時を補正した海面抵抗係数モデルをWAVEWATCH IIIに新しく導入し、本研究で目的としたような台風来襲時の沖波発達の再現に用いた。なお、SWANは浅海部の屈折による波浪集中を定量的に議論するために用いている。

3.1.3. SWASH

SWASH (Simulating Waves till SHore)は TU Delft によって開発された位相解像数値モデルである。支配方程式は下記に示す非静水圧を考慮した非線形浅水方程式であり、鉛直方向に複数レイヤーを導入することで流速分布を再現し、モデルの分散性を向上させている。

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad 3.3a$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (p_h + p_{nh})}{\partial x_i} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial u_i^2}{\partial z^2} \right) \quad 3.3b$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial w u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial w^2}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (p_h + p_{nh})}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w^2}{\partial x_j^2} + \frac{\partial w^2}{\partial z^2} \right) - g \quad 3.3c$$

ここで u_i は水平方向座標 x_i に沿った流速、 w は鉛直方向流速、 p_h および p_{nh} は静水圧、非静水圧を表している。計算対称は小領域での遡上域での波浪変形から、広領域での海洋循環や高潮の再現に用いることが可能である。特に、従来の鉛直積分型非線形長波方程式と比べ、複数レイヤーを導入することで、分散性の適用範囲を広く担保できるほか、戻り流れなどの詳細な現象を再現することが可能である。本研究では鉛直方向に3層のレイヤーを基本として用いたが、そのケースでは $kh < 16.4$ の範囲で波速の理論上の再現誤差は1%以下となる。SWASHはこれまで現地観測(Fiedler et al., 2015, 2018; Li et al., 2020; Rijnsdorp et al., 2015)や水槽実験(de Bakker, Tissier, et al., 2016; Mendes et al., 2018)を対象とした複数の既往研究において長周期波生成・減衰の再現のために用いられ、高い再現精度が確認されている。本研究では、沿岸波浪場の時々刻々の水位・流速変動を再現するために本数値モデルを用いている。

3.1.4. XBeach

XBeachはSWASHと同様の完全な位相解像型モデルもオプションとして有しているが、本研究ではより効率的な沿岸波浪および地形変化の再現を目的としたハイブリッド型のモデルである、SurfBeatモードのみを対象とする(D. Roelvink et al., 2009)。XBeachはwaveモデルとflowモデルの2つのサブモデルで構成されており、waveモデルでは入射する短周期波の伝播を、flowモデルでは生成される長周期波およびセットアップや準定常的な流速変動を対象とする。Waveモデルは下記の波作用量方程式を対象とする。

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial c_x N}{\partial x} + \frac{\partial c_y N}{\partial y} + \frac{\partial c_\theta N}{\partial \theta} = -\frac{D_w}{\omega} \quad 3.4$$

$$N = \frac{E(x, y, t, \theta)}{\omega(x, y, t)}$$

c_x, c_y, c_θ はエネルギーの水平方向および角度まわりの伝播速度であり、 E は二次元波浪スペクトルである。ここで短周期波はピーク周波数によって代表されるものとし、境界部では沖波の波群発達に伴う準定常的な波高の変化をエネルギーの変化として与え、結果として波群の伝播を求める。特に上式においては右辺に減衰項 D_w を含み、沿岸部での時空間的な波

高変化を求める。一方 flow モデルでは準定常的な流速・水位変化のみを対象とし、下記の一連の非線形長波方程式を用いて求める。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial hu^L}{\partial x} + \frac{\partial hv^L}{\partial y} = 0 \quad 3.5a$$

$$\frac{\partial u^L}{\partial t} + u^L \frac{\partial u^L}{\partial x} + \partial v^L \frac{\partial u^L}{\partial y} - \nu \left(\frac{\partial^2 u^L}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u^L}{\partial y^2} \right) = -\frac{\tau_{b,x}}{\rho h} - g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{F_x}{\rho h} \quad 3.5b$$

$$\frac{\partial v^L}{\partial t} + u^L \frac{\partial v^L}{\partial x} + \partial v^L \frac{\partial v^L}{\partial y} - \nu \left(\frac{\partial^2 v^L}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v^L}{\partial y^2} \right) = -\frac{\tau_{b,y}}{\rho h} - g \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{F_y}{\rho h} \quad 3.5c$$

$$F_x = - \left(\frac{\partial S_{xx,w} + S_{xx,r}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy,w} + S_{xy,r}}{\partial y} \right) \quad 3.5d$$

$$F_y = - \left(\frac{\partial S_{xy,w} + S_{xy,r}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy,w} + S_{yy,r}}{\partial y} \right) \quad 3.5e$$

ここで u^L, v^L は断面平均 GLM (Generalized Lagrangian Mean) 流速を表しており、オイラー断面平均流速 u^E, v^E とはストークスドリフトに準ずる項、 u^S, v^S を用いて $u^L = u^E + u^S, v^L = v^E + v^S$ が成立する。ここで、 $S_{xx,w}, S_{xy,w}, S_{yy,w}$ は線形波理論に基づくラディエーション応力、 $S_{xx,r}, S_{xy,r}, S_{yy,r}$ はローラーによるラディエーション応力への寄与である。これらの項は wave モデルより計算された各地点・時刻での短周期波のエネルギー変化より求められ、それらの空間勾配を外力項として flow モデルに導入している。この外力項により、拘束波理論もしくは砕波点変動理論による長周期波の生成が再現されうる。このモデルは波群スケールでの現象のみを扱っているため、短周期波を解像するための時空間解像度を必要とせず、完全な位相解像モデルと比較して計算効率の観点からメリットがある。本モデルも SWASH と同様に、これまで多くの現地海岸での適用例があり、その再現性の高さが確かめられている (Bertin et al., 2020; Bertin & Olabarrieta, 2016; Ap Van Dongeren et al., 2013; Lashley et al., 2018; McCall et al., 2010; Pomeroy et al., 2012)。本研究では沿岸部での長周期波生成・減衰メカニズムの分析を目的とし、本モデルを用いた。

3.2. データ解析手法

3.2.1. 波浪諸量

それぞれの観測例においては、短周期波、長周期波それぞれの波高・周期を議論している。波高については、各観測点でのパワースペクトル密度 $PSD(f)$ をもとに個々の周波数帯を考慮し、下記のスペクトル波高式から求めた。

$$m_{n,f} = \int_f PSD(f') f'^n df' \quad 3.6$$

$$H_f = 4\sqrt{m_{0,f}} \quad 3.7$$

ここで、 $m_{n,f}$ は周波数帯 f におけるスペクトルの n 次モーメントである。また、周期については、下記の1次モーメント周期およびピーク周期により求めている。

$$T_{01} = \frac{m_{0,f}}{m_{1,f}} \quad 3.8$$

$$T_p = \frac{1}{f_p} \text{ where } PSD(f_p) = \max(PSD) \quad 3.9$$

また、短周期波・長周期波の引き起こす汀線変動の大きさ S_{ss} 、 S_{IG} についても、汀線変動の時系列データから求めたパワースペクトル密度から上式 3.6, 3.7 に基づいて求めている。

また、水位もしくは水圧変動に加え二次元的な流速変動が観測された観測点では、Isobe et al. (1984)によって提案された EMLM (Extended Maximum Likelihood Method) に基づき方向スペクトル $E(f, \theta)$ を推定し、下記の式により平均波向きを求めた。

$$\theta_m = \text{atan}\left(\frac{b}{a}\right) \quad 3.10$$

$$a = \int_0^{2\pi} \int_f E(f', \theta) \cos \theta df' d\theta \quad 3.11a$$

$$b = \int_0^{2\pi} \int_f E(f', \theta) \sin \theta df' d\theta. \quad 3.11b$$

なお、ここで周波数領域としては、短周期波領域のみを対象とした。

最後に、上記の一般的な波浪パラメータに加え、波群特性の変化を分析するため、List (1991)によって提案されたグルーピネスファクター GF を下記の式に基づき求めた。

$$GF = \frac{\sqrt{2}\sigma\zeta_\eta}{\langle \zeta_\eta(t) \rangle} \quad 3.12$$

ここで ζ_η は入射短周期波による(上部)波群包絡線を表しており、 $\langle \rangle$ はその平均、 σ はその標準偏差を意味する。 ζ_η については同 List (1991)に基づき、

$$\zeta_\eta = 0.5\pi|\eta_{SS}|_{IG} \quad 3.13$$

によって求めている。

3.2.2. 相互相関関数

本研究では既往研究(e.g., Baldock, 2006; Janssen, 2003)にならい、長周期波の生成プロセスを波群包絡線と長周期波の相互相関関数を用いて分析している。相互相関関数は二つの信号 $X(t)$, $Y(t)$ に対し、時間差 τ の関数として下記の式により定義される。

$$C_{X,Y}(\tau) = \frac{\langle (X(t+\tau) - \langle X \rangle)(Y(t) - \langle Y \rangle) \rangle}{\sigma_X \sigma_Y} \quad 3.14$$

拘束波として長周期波が生成する場合には、波群の高波浪部に対し長周期波は谷を形成するため、 $C_{\zeta_{\eta, m_{IG}}}(0)$ において負の相関が観測される他、それら拘束波が汀線で反射した場合は、観測地点から汀線までの往復伝播時間に相当する時間差を τ_{lw} とすれば $C_{\zeta_{\eta, m_{IG}}}(-\tau_{lw})$ において同様に負の相関が観測される。

3.2.3. バイスpekトル解析

沿岸での非線形プロセスは基本的には3つの周波数成分 $f_1, f_2, f_1 + f_2$ Hz間の非線形結合によって記述される。3成分間の非線形結合の強度を分析する手法として、Hasselmann et al. (1963)は下記の式によるバイスペクトルを海洋波の分析に用いている。

$$B(f_1, f_2) = \langle A(f_1)A(f_2)A(f_1 + f_2)^* \rangle \quad 3.15a$$

$$b^2(f_1, f_2) = \frac{|B(f_1, f_2)|^2}{\langle |A(f_1)A(f_2)|^2 \rangle \langle |A(f_1 + f_2)|^2 \rangle} \quad 3.15b$$

$$b_{95\%}^2 = \frac{6}{\text{dof}} \quad 3.15c$$

ここで $A(f)$ および $A(f)^*$ は水位変動の複素フーリエ振幅とその複素共役を表し、 dof はバイスペクトルを求める際の自由度である。上式において、3成分間に非線形結合がなく各々の位相がランダムに決定する条件では、バイスペクトル $B(f_1, f_2)$ 、バイコヒーレンス $b^2(f_1, f_2)$ ともに0となる。一方で、3成分間に非線形結合があり各々に一定の位相差が存在する場合には、バイスペクトルは値を持ち、バイコヒーレンスは1に近づく。Herbers & Burton (1997)は岸沖方向一次元波浪伝播を仮定し、適当な近似のもと、ある周波数 f Hz成分に対する非線形干渉によるエネルギー流入 $S_{nl,f}$ は

$$S_{nl,f} = \frac{3\pi f}{h} \Im \left[\int_0^f B(f', f - f') df' - 2 \int_0^\infty B(f', f) df' \right] \quad 3.16$$

で求められることを示した。上式右辺第一項は $f', f - f'$ Hz成分からのエネルギー流入を表し、第二項は $f + f'$ Hz成分へのエネルギー流出に準じる項である。つまり、長周期波の周波数成分を f_{IG} 、短周期波の周波数成分を f_{SS} とすれば、バイスペクトルの虚数部である $\Im[B(f_{IG}, f_{SS})]$ が負であれば長周期波へのエネルギー流入、正であれば流出が起きていることを意味する。既往研究では以上の理論をもとに、長周期波の生成・減衰に関する周波数成分の分析やその大きさの評価を行っている(de Bakker et al., 2015; de Bakker, Tissier, et al., 2016; Bertin et al., 2020; Inch et al., 2017; Mendes et al., 2020)。本研究でも同様に、沿岸部での長周期

波の生成・減衰プロセスの分析のためにバイスペクトル解析を用いた。

3.2.4. エネルギー平衡方程式

より詳細なエネルギー収支を分析するため、本研究では沿岸での非線形効果を考慮したエネルギー平衡方程式を用いた。Henderson et al. (2006)は緩勾配次元の長波条件を仮定し、ラディエーション応力を通じた非線形干渉によるエネルギー収支を導入することで、各周波数成分のエネルギーフラックスの分析手法を提案している。ここでは Henderson et al. (2006)の提案した方程式に対し、A.-C. N. Péquignet et al. (2014)が Battjes et al. (2004)の議論に準ずる形でエネルギー流入項の式変形を行ったものを用いた。式を下記に示す。

$$\frac{\partial F(f)}{\partial x} = W(f) - D(f) \quad 3.17$$

$$F(f) = hCo_f(g\eta, U) + Co_f(g\eta, M) \quad 3.18a$$

$$W(f) = Co_f\left(-\frac{\partial S_{xx}}{\partial x}, U\right) \quad 3.18b$$

ここで U は断面平均流速であり、 M はストークスドリフト、 S_{xx} はラディエーション応力に準ずる項として、 $M = \eta_{SS}U_{SS}$ 、 $S_{xx} = hU_{SS}^2 + \frac{1}{2}g\eta_{SS}^2$ で定義されている。なお M, S_{xx} やエネルギーフラックス F といった変数は、すべて非圧縮流体の仮定のもとに流体密度で無次元化されていることに留意されたい。 $Co_f(X, Y)$ は X, Y 間のコスペクトルを表す。式 3.18a 右辺第一項は線形波理論に基づくエネルギーフラックス F_L であり、第二項は非線形項 F_{NL} でありストークスドリフトによるエネルギーフラックスへの寄与を表す。また、式 3.18b によって与えられる W はエネルギー流入項を表しており、Battjes et al. (2004)と同様に、ラディエーション応力の空間勾配に起因する、長周期の流体運動に対する仕事と解釈できる。 D はエネルギー減衰項でありリーフ上ではその寄与が大きい、砂浜海岸を対象とする本ケースではその寄与が小さく、取り上げていない。また、エネルギーフラックスの線形項 F_L については、線形波理論に基づき次式

$$F_{L\pm}(f) = \frac{\sqrt{gh}}{4} \left(gCo_f(\eta, \eta) + hCo_f(U, U) \pm 2\sqrt{gh}Co_f(\eta, U) \right) \quad 3.19$$

によって岸向きエネルギーフラックス $F_{L,+}$ および沖向きエネルギーフラックス $F_{L,-}$ に分離でき (Sheremet et al., 2002)、各地点での反射率 R は $R^2 = F_{L,-}/F_{L,+}$ によって求められる。

以上のエネルギーバランス方程式は、観測データもしくは数値モデルによる再現結果をもとに長周期波の生成・減衰過程を分析するために用いられている。

4. 現地観測データ概要および数値モデルによる沿岸波浪の再現

本章では、本研究において対象とする現地観測データについて、現地の概要および観測結果をまとめる。加えて、数値モデルを用いたケースでは、モデルによる再現精度の妥当性を確認する。

4.1. 波崎海岸

4.1.1. 現地観測概要

茨城県神栖市の波崎海岸は千葉県銚子港と茨城県鹿島港の間に位置する砂浜海岸である(図 4.1(a))。波崎海岸には、港湾空港技術研究所の管理する波崎海洋研究施設(HORS: Hazaki Oceanographical Research Station)が位置しており、岸沖方向に建設された栈橋を用いて波浪・地形変化の長期観測が続けられている(図 4.1(b)) (Banno et al., 2020)。また、HORSから7kmほど北に離れた水深24m地点にはNOWPHAS観測点(鹿島港)が位置しており、沖波の連続観測が実施されている。本研究においては、本観測施設の沿岸波浪・地形の観測データに加え、独自に設置した監視カメラ(図 4.1(c))による汀線変動の観測データを対象とし、長期観測データによる沖波特性の違いによる長周期波発達への影響について重点を置き分析した。

合計の観測対象期間は2019年6月18日から2020年3月31日までの約9か月間である。沖波波浪の観測点となるNOWPHAS鹿島港をP0と設定し、図 4.1(a)にその位置を示している。P0においては海底部に設置された海象計を用いて、水面変動、底面水圧、各方向の流速変動の連続観測を2Hzのサンプリング間隔で行っている。それらから求められる有義波の観測値はウェブ上で公開されているが、本研究では沖波のスペクトル形状にも注目するため、国土交通省港湾局から生の連続波形データの提供を受け分析対象とした。データの提供期間は2019年6月から2020年3月までである。スペクトル形状を求める際には、基本的には水面変動データをもとにしたが、台風通過の高波浪時等、水位の計測結果に著しいノイズが生じたケースでは水圧変動から微小振幅波理論に基づいて計算された水深変動を用いた。

HORSにおける地形測量データは、港湾空港技術研究所より提供を受けた。以下、本研究においては、図 4.1(b)に示している岸向きを正とする栈橋上に設置したx軸および沿岸方向y軸をもとに議論を進める。地形変動データについてはおおむね週に1回のペースで、x軸上5m間隔で観測が継続されている。図 4.2に分析対象期間内で観測された地形データを示す。黒の実線が期間内の平均地形であり、おおむね1/60から1/50程度の海底勾配である。一方、その他色つきの実線は個々の観測結果であり青から赤に時系列が変化している。また、時系列変化を図 4.2(b)のコンターに示している。ここからわかるように、観測期間で地形は大きく変動しており、特に夏季には $x=-150$ m付近に位置していた沿岸砂州が、冬季

には大きく沖に移動している。また、夏季から冬季には標高 0 m の等高線が岸に向かって移動している一方、-2 m の等高線は沖に、-6 m の等深線は岸に向かって移動しており、沖波の季節変化に伴う海底地形の大きな変動が確認できた。

加えて、HORS 栈橋に設置された超音波式波高計による水面変動観測データも、同様に港湾空港技術研究所より提供を受けた。波高計の設置地点は合計で 7 点であるが、岸側の 2 点についてはノイズや底面露出の影響を受けており、本研究では分析対象としていない。沖側の 5 点を P1-5 と設定し、それら設置位置を図 4.1(b)および図 4.2(a)に示す。最も沖に位置する波高計 P1 は栈橋先端部であり、最も岸寄りに位置する波高計 P5 は碎波帯もしくは遡上帯に位置している。これらの波高計は P0 と同じように 2 Hz のサンプリング周波数（2020 年以降は 3.3 Hz）で水位の連続観測を行っている。なお、連続観測データについては電圧 V_0 での記録が行われており、標高基準の水位へは $\eta = z_0 + a_0 V_0$ によって変換する必要がある。この際に必要なパラメータの一つ a_0 については、2019 年中に銚子港で観測された潮位変動を基準に決定した。一方で、 z_0 については沿岸での観測値はセットアップの影響を受けるため正確な値を得ることが出来ず、設置された栈橋高さを基準として与えた。そのため、沿岸部でのセットアップについては議論せず、波による変動のみ議論することとし、平均水位は銚子港での潮位観測結果をもとにした。沿岸波浪は P0 のデータ提供期間と対応する 2019 年 6 月 1 日から 2020 年 3 月 31 日までを分析対象としたが、途中の 2019 年 8 月 22 日から 2020 年 1 月 20 日までの期間で欠測となっているほか、P2, P3 については 2020 年 1 月 20 日以降も一部ノイズを多く含む期間があったため、該当期間は分析から除外した。

最後に、汀線変動の観測手法を示す。監視カメラは 3840 x 2160 の 4K 動画が撮影可能な屋外用の防水ネットワークカメラである ARUCOM 社 RD-CI601 を用いた。本研究では Python をベースとし、画像解析ライブラリの一つである OpenCV を用いた独自の観測システムを構築した。このシステムにおいては、カメラと有線接続した PC より固定 IP アドレスをもとにカメラにアクセスし、各フレームをダウンロードして動画として保存する。カメラは設定可能な時空間解像度の最小値である 20 fps でフレーム取得を行っているが、動画のデータ量の増大を抑えるため、動画保存する段階で時間解像度を 5 fps に落とした。カメラは栈橋の陸側端のシステム管理施設の屋上に設置し、図 4.1(c)に示すような栈橋南側の遡上帯および陸域を俯瞰する画角で固定した。以上の設定に基づく動画保存を、毎日の日中から日没までの毎時から 30 分間行った。カメラは 2019 年 6 月 18 日に設置されて以降、2019 年 8 月 1 日から 9 月 11 日までの期間を除き稼働を続けており、本研究においては設置から 2020 年 3 月 11 日までの撮影動画を分析対象とした。

監視カメラ固有のレンズ歪み係数および内部パラメータは、カメラ設置前にチェスボードの複数視点からの撮影画像群を用い推定した。外部パラメータとなるカメラ設置位置およびカメラ画角は現地において求めた。設置位置の地理座標については設置時に RTK-GPS を用いて計測した。また、カメラ画角は期間内に 6 度実施した現地観測において複数の地上標定点を設置し、Holland et al. (1997)の手法に基づいて最小二乗法により地理座標に

対するカメラ画角を推定した。以上の手法に基づいて得られたカメラの内部パラメータおよび外部パラメータを用い、各撮影動画を地理座標水平面に投影し、岸沖方向測線上の時空間画像を作成した。測線は栈橋から南に 10 m ほどの地点で栈橋と平行に設定した(図 4.1(b)内, 黒破線)。得られた時空間画像の例を図 4.3 に示す。そして、得られた時空間画像から輝度勾配をもとに汀線変動を求めた。本海岸においては、砂浜への浸透により一部引き波が不明瞭であり(図 4.3(a)), 高波浪時には遡上端の泡沫が留まる等(図 4.3(b)), 時空間画像からは遡上端の検出が困難なケースがいくつか存在した。そこで、本研究では時空間画像の輝度行列を時間軸方向に微分し、その絶対値をとった輝度勾配行列に対して Canny のエッジ検出(Canny, 1986)を用いることで遡上端変動を抽出した。この手法により、引き波が不明瞭な場合や泡沫が残る場合において、少なくとも遡上ピークを正確にとらえることが出来る(図 4.3, 赤線)。また、引き波が不明瞭なケースにおいても遡上のピーク周波数の違いをとらえており、平穏時では短周期波の周波数帯の汀線変動が明瞭であったのに対し(図 4.3(a)), 高波浪時では長周期の汀線変動が支配的になる(図 4.3(b))といった一般的な傾向が確認できている。時期や時間帯によっては、降雨により遡上端が不明瞭なケース、地形変化や潮位変動により遡上端が画角外に出たケース、人の映り込みや太陽の照り返し等の影響で正確な汀線抽出が困難なケースが見受けられたため、自動抽出結果は全て目視で確認し、明確な誤差が生じているものについては分析から除外した。結果として得られた水平方向汀線変動は、岸沖方向地形に射影することで鉛直方向の汀線変動データとした。なお、その際の地形については、測量データを時空間軸上でそれぞれ線形内挿することで求めている。なお、本ケースでは汀線変動抽出を行った測線と地形観測位置は観測の都合上沿岸方向に 10 m 程度ずれているが、その区間において岸沖方向地形は一様であると仮定している。以上の観測手法をもって、観測期間において約 1400 ケースの汀線変動の観測データを得た。

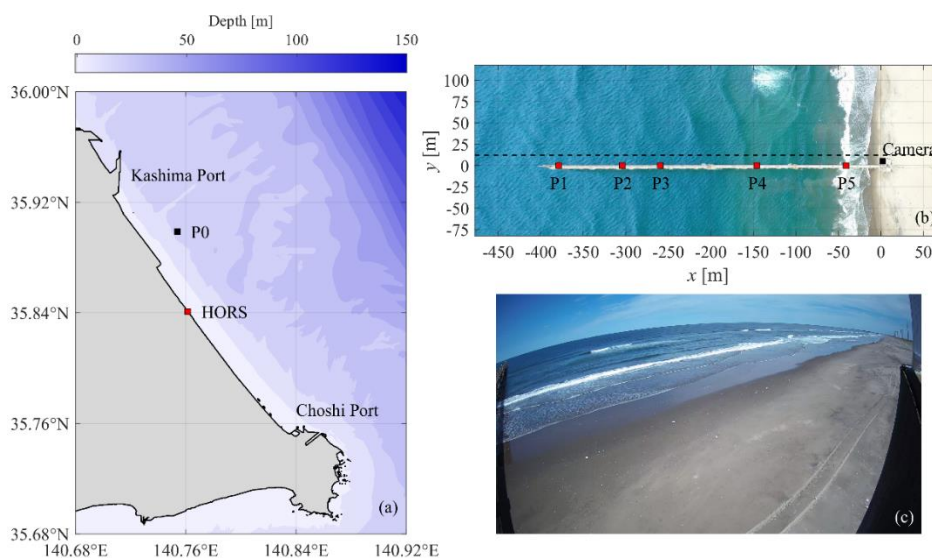


図 4.1 波崎海岸概要

(a)波崎海岸位置. (b)HORS. 黒の点線は時空間画像対象測線. (c)監視カメラ撮影画像

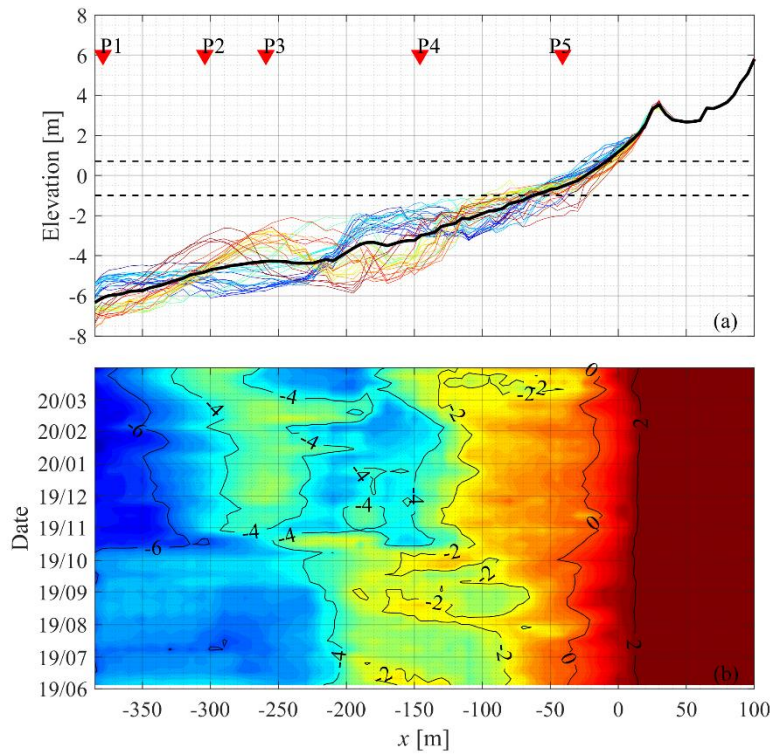


図 4.2 地形測量結果

(a)断面地形 (青から赤が時系列). 黒の実線は観測期間内の平均値で破線は最大・最小潮位を示す. (b)地形変化.

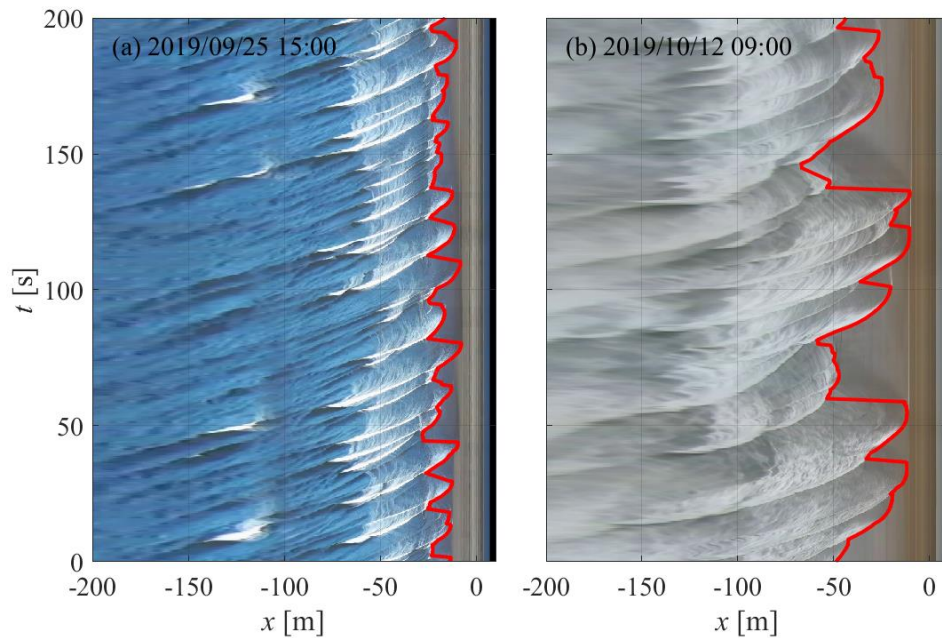


図 4.3 時空間画像例

(a)2019年9月25日15時 (平穏時), (b)2019年10月12日9時 (最大汀線変動観測時)

4.1.2. 観測結果

観測期間内での波浪・遡上の観測データを図 4.4 にまとめる。本ケースでは短周期波の周波数領域は 0.04–0.33 Hz とし、長周期波の周波数領域は 0.005–0.04 Hz と設定している。まず、図 4.4(a)には式 3.7 により求めた各観測点での短周期波波高 H_{SS} を示す。沖波波高となる P0 での波高を見てみると、小さいときで 0.5 m 程度であり、一方で大きい時には 5 m を越える日が何度か確認できる。沿岸部の観測点では短周期波波高は大きく減衰しており、棧橋沖側端の P1 においておおむね波高 3 m 程度で頭打ちとなっている。一方で長周期波波高 H_{IG} は沿岸部の観測点で増大しており、各時刻において最大の長周期波波高は、多くの場合において最も岸近くの観測点 P5 にて観測されている。沖波波高が幅広い値をとっているのに対応して、長周期波波高も大きく変動しており、P5 においては最大で 1 m 弱の長周期波波高が観測されている。沿岸部の波高計が欠測となっていた期間内の 2019 年 10 月には 1 m 近くの長周期波波高が P0 において観測されているが、これは台風 19 号来襲時のものである。また、沖波周期として P0 での有義波周期を図 4.4(c)に示しているが、これも幅広い値をとっており、風波が発達したような期間では周期 7 秒前後であるのに対し、高波浪時のうねりが卓越するような期間では最大で 16 秒程度の沖波周期が観測されている。以上示したように、この長期観測では、沖波波高は 0.5–5 m、沖波周期は 7–16 秒と多様な沖波条件下での沿岸波浪・遡上の観測を行うことが出来ている。図 4.4(d)には短周期遡上端変動 S_{SS} 、長周期遡上端変動 S_{IG} を左軸に、前浜勾配 β_S を右軸に示している。 S_{SS} および S_{IG} についてはモーメント波高と同様に、Stockdon et al. (2006)にならい式 3.7 により汀線変動のパワースペクトルから求めている。遡上端変動の大きさは沖波波高に当然相関しているが、一方で前浜勾配の変化にも大きく影響を受けている。観測期間内において前浜勾配は最小で 0.02 程度、最大で 0.1 程度と大きく変動し、緩勾配から急勾配まで広い範囲の地形条件となっている。 S_{SS} および S_{IG} の大小関係を比較してみると、沖波波高が大きい期間では S_{IG} が S_{SS} と比較して大きくなっており、 S_{IG} は最大で 2 m を越えるまでに増大している。一方、前浜勾配が 0.1 に近づくほど大きく増加した期間では S_{SS} が S_{IG} と比べて大きくなっており、観測データは Dissipative な状況から Reflective な状況に至るまで多様な海象・地形条件のデータを含んでいることが分かる。最後に、各時刻に作成した測線上の時空間画像から求めた輝度の標準偏差をモノクロスケールで図 4.4(e)に示している。黒に近い領域は輝度の時間変化が小さい非碎波領域を意味し、白に近い領域は碎波に伴い輝度の変動が大きくなっていたことに対応している。ここからわかるように、観測開始から 2019 年 8 月までの間には観測点 P4 の近くに位置した沿岸砂州上部で碎波が生じていた一方で、10 月以降にはその沿岸砂州は岸側に移動しかつ P2, P3 のあたりには新たに沖側の沿岸砂州が形成されており、それらの上部での碎波が明確になっている。このように、入射波の碎波位置は沖波波高だけではなく、地形変化にも対応し大きく変動している。

以上まとめたように、本ケースにおいては約 9 か月に及ぶ長期の現地観測を行い、多様な沖波・地形条件下での沿岸波浪・遡上の観測を実現している。以上の観測データをも

とに、5.1 章では沖波特性の違いによる長周期波の生成・減衰過程の変化について分析結果をまとめる。

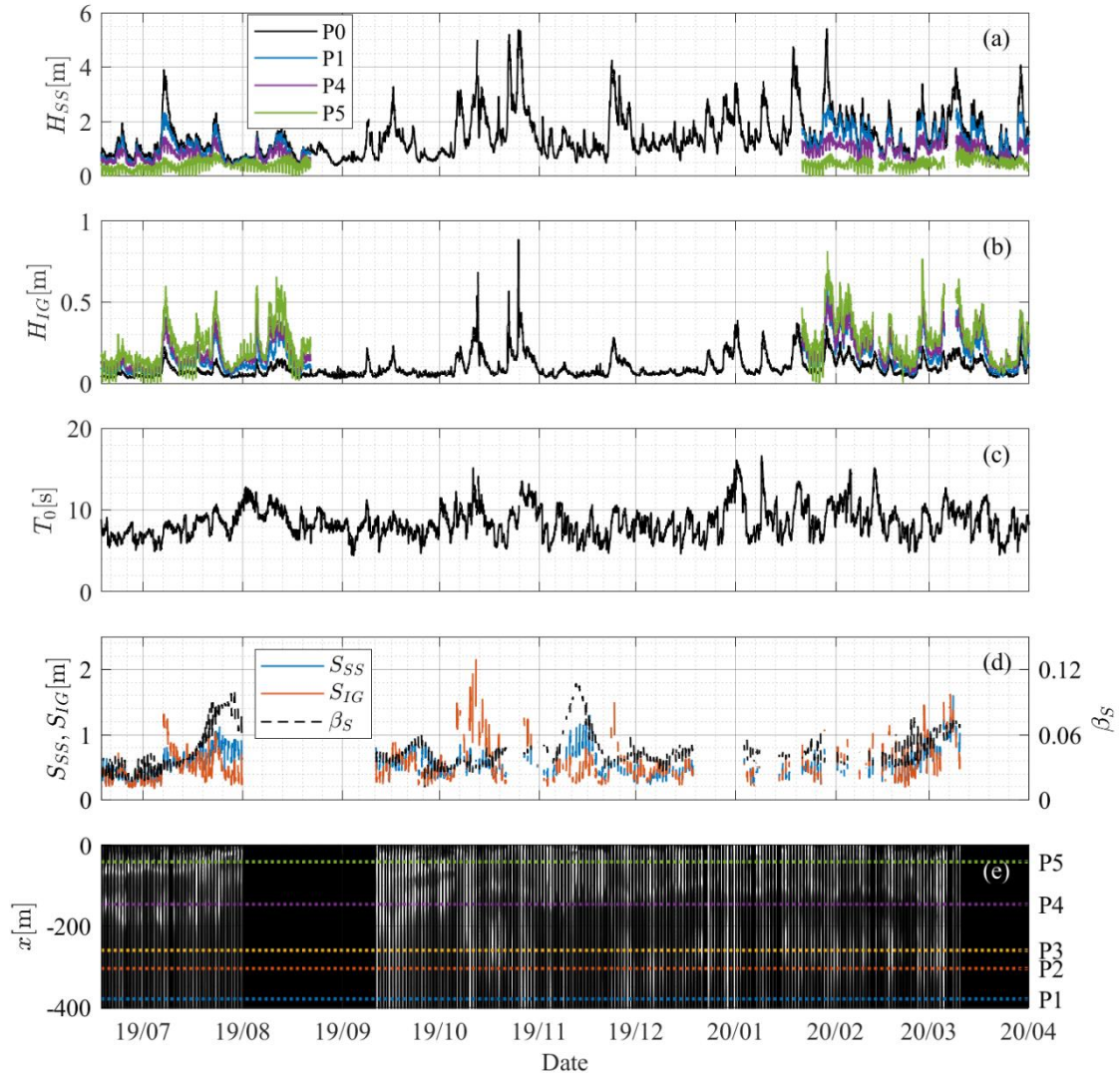


図 4.4 波・遡上の観測結果

(a) H_{SS} , (b) H_{IG} , (c) T_0 , (d) S_{SS} , S_{IG} , β_S , (e)時空間画像標準偏差

4.2. 平塚海岸

4.2.1. 現地観測概要

神奈川県平塚市の相模湾沿いに位置する平塚海岸は、太平洋に面した砂浜海岸である(図 4.5)。この平塚海岸においては、沖合約 1 km、水深約 20 m 地点に波浪観測塔が位置しており、毎時の水位・流速の観測が行われている(図 4.5(b)内, P0)。本ケースでは、2017 年 9 月 9-10 日に行った現地観測による沿岸域の波浪観測データを分析対象とした。現地調査においては、海浜部を座標原点とし P0 から岸に向かう方向を正とする座標軸 x を設定し(図 4.5(b)内, 赤線)、その座標軸に沿って計 4 台の水圧式波高計を約 50 m の間隔で海底に設置した(図 4.5(d)内, P1-P4)。これら水圧式波高計は、沖合の波浪観測と同様に、10 Hz のサンプリング周波数で海底面での水圧を記録した。観測期間は 9 月 9 日 13 時から 9 月 10 日 14 時の計 25 時間であり、2 度の満潮と 3 度の干潮が観測期間内に確認されている(± 0.5 m 前後)。観測された水圧変動は微小振幅波理論にもとづき水位変動へと変換した。また、観測期間内には RTK-GPS および水中ソナーを用いた座標軸に沿った地形測量を行った。計測された海底地形は図 4.5(c, d)に示すように、P0 からおおむね 1/60 から 1/50 程度の一様な海底勾配が $x = -80$ m 付近の沿岸砂州に接続し、遡上域に 1/10 程度の勾配を擁する急峻な海浜であった。さらに、現地観測期間には異なる潮位(9 日 17:40, 10 日 10:48)において、UAV による汀線変動の観測も同時に行っている。この手法においては海浜部に標定点としてブルーシートを設置し、150 m 上空より鉛直直下動画を撮影した。撮影動画は Matsuba & Sato (2018)をもとに UAV の動揺による画角の変化を補正したうえで、 x 軸上の輝度を抽出し時空間画像を作成した。時空間画像の空間解像度は約 5 cm、時間解像度は 0.167 s である。作成された時空間画像からは輝度の時空間方向の勾配をもとに汀線位置を抽出し(図 4.6(a, c)内, 赤線)、観測された地形を参照することで遡上高さに変換した。観測されたパワースペクトル密度を図 4.6(b, d)に示している。高潮位時、低潮位時いずれにおいても、周期 10 秒強の短周期波成分が長周期成分に対して卓越的であり、急勾配海浜、低波高時にみられる一般的な特徴を持った遡上スペクトルが確認された。

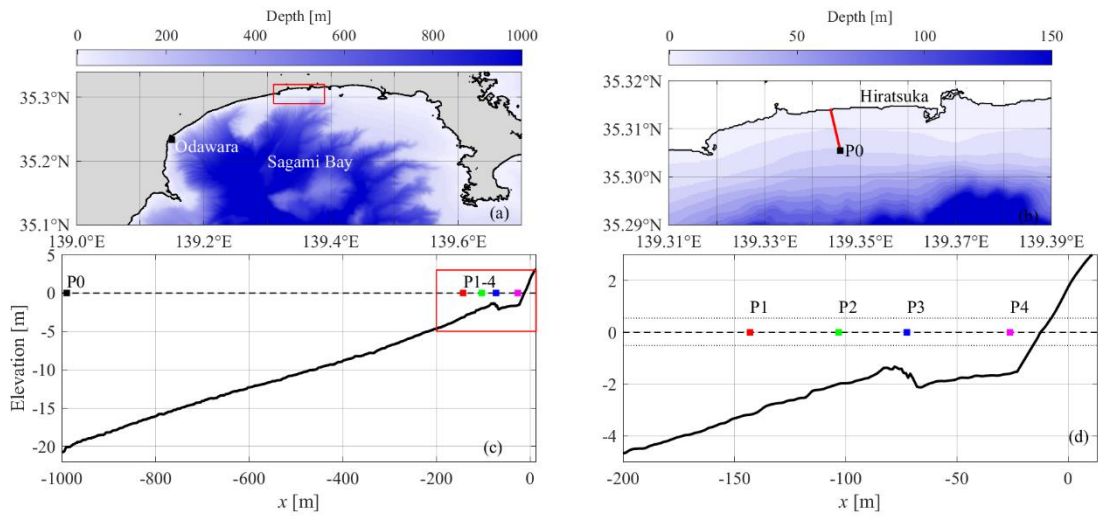


図 4.5 平塚海岸概要

(a) 相模湾全域, (b)平塚海岸, (c)地形測量結果, (d)地形測量結果拡大図

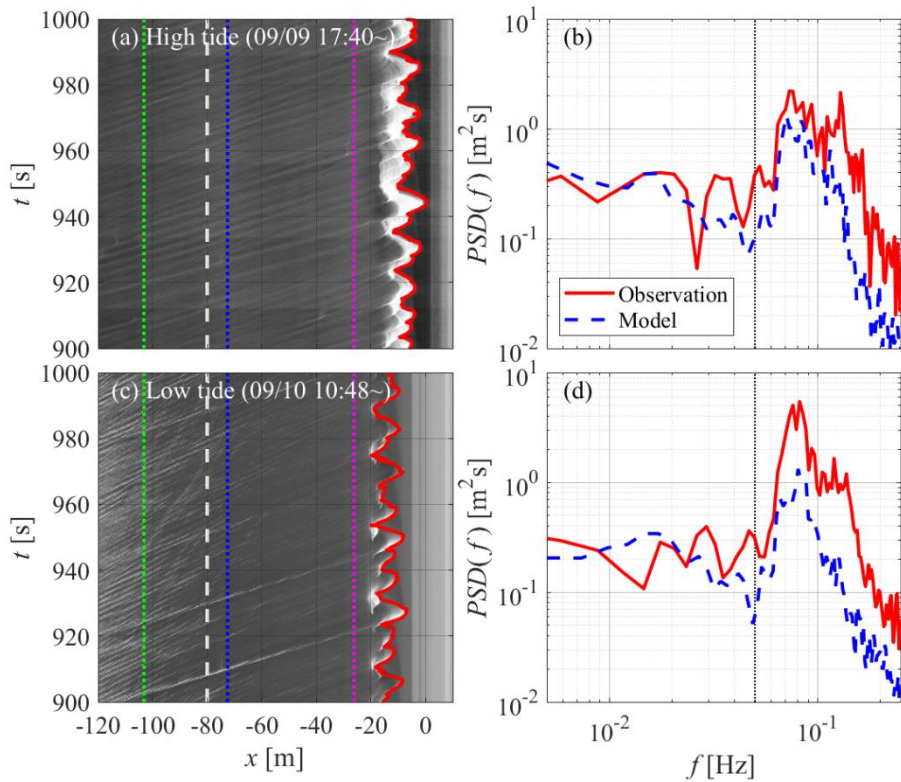


図 4.6 UAV による汀線変動の観測および観測されたパワースペクトル

(a, c)時空間画像. 白の破線は沿岸砂州頂部, 色つきの点線は波高計位置, 赤の実線は抽出された遡上端変動. (b, d)遡上端変動のパワースペクトル密度.

4.2.2. 観測結果

本ケースにおいて、長周期波の周波数帯は 0.005–0.05 Hz、短周期波の周波数帯は 0.05–0.25 Hz と設定した。図 4.7 には各地点での波高計で計測された水位変動のスペクトログラムを示す。水深 20 m、沖合 1 km 地点に位置する P0 では、すべての時間帯において短周期波成分が卓越的であり、約 0.13 Hz 程度の風波成分と 0.08 Hz 程度のうねり成分の二つの周波数成分のスペクトルピークの形成が確認出来た。一方、沿岸の観測地点では、長周期成分が P0 での観測結果と比べて大きく発達しており、特に P4 において顕著である。また、P1–P4 においては沖合の P0 では確認できていない複数のスペクトルピークが確認できる。これは、本観測において特徴的な急勾配海浜における短周期波の反射に伴う部分重複波の腹節構造によるものである。特に P1–3 においてはピークに対応する周波数が潮位と同位相の変化をみせ、P4 においては逆位相の変化を見せている。前者については潮位上昇に伴う波長の増加によって、各周波数成分の部分重複波の腹が沖側に移動したものであり、一方で後者は汀線付近では潮位上昇に伴う汀線の岸側への移動の影響が、前者の波長の増加よりも大きく、部分重複波の腹が岸側に移動したためと考えられる。図 4.8(a)には式 3.7 により計算された短周期波波高 H_{SS} 、長周期波波高 H_{IG} を示している。観測期間において入射波高はおおむね 0.5 m 程度と静穏な海象条件であった。沿岸域の観測地点においては、P1, P2 ではおおむね P0 と同程度の波高が観測されている一方で、沿岸砂州岸側に位置する P3, P4 では低潮位時に明確な波高の減少が確認できており、低潮位時にのみ沿岸砂州上での碎波による減衰が顕著であったことが分かる。一方、長周期波については P0 では 0.05 m にも満たない小さな値であるが、沿岸部では増大し、最大で 0.1 m を越える波高となっている。また、長周期波波高は明確な潮位に伴う変動を見せており、特に低潮位時に長周期波が増大していたことが分かった。この傾向はこれまで多くの緩勾配自然海浜で観測された潮位変動とは逆のものである(Guedes et al., 2013; Okihiro & Guza, 1995; Thomson et al., 2006)。これら既往研究では、凹な海浜地形上で潮位変動による前浜勾配の変化が生じ、長周期波の減衰率に影響を与えたことが明らかになっているが、今回の急勾配海浜上での観測では異なったメカニズムで長周期波波高の潮位変動が生じたと考えられる。また、図 4.8(b)には式 3.12 で計算された GF を示す。沖合では観測期間を通じておおむね 0.7 程度であったが、P3, P4 でのみ低潮位時に GF の減少が確認できる。これは短周期波波高の変化からもわかるように、沿岸砂州上での碎波によって波群性が低下したことを示している。

以上、観測された海象条件をまとめる。観測期間内の入射波波高は 0.5 m 前後で静穏な条件であり、本ケースに特徴的な急勾配海浜と波高の小ささ故の小さな波形勾配によって、短周期波成分すらも沿岸部で部分重複波を形成していた。潮位変動は沿岸砂州上での碎波の有無に大きく影響しており、低潮位時にのみ沿岸砂州上での碎波が顕著であり、それにより岸側での波群性を低下させていた。長周期波波高は潮位と逆位相の変動を示しており、この要因について 5.2 章で分析を進める。

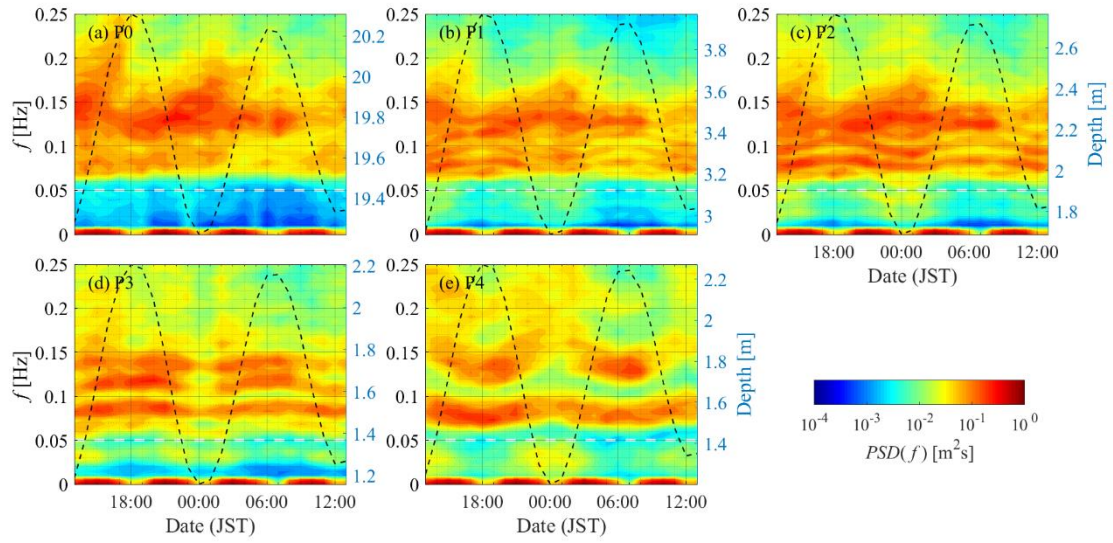


図 4.7 水位変動のスペクトログラム

(a-e) P0-P4 に対応. 黒点線は各地点での静水深を表す (右軸)

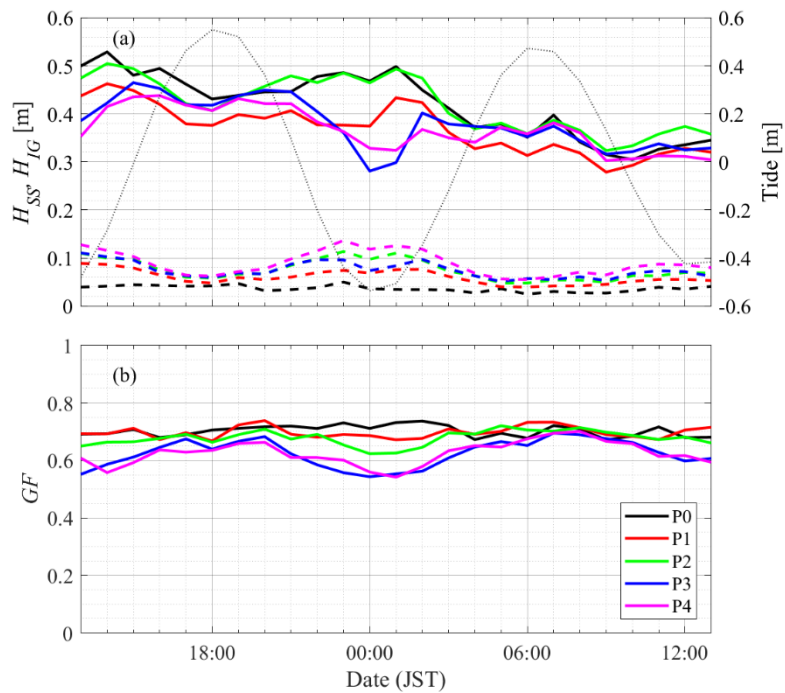


図 4.8 波高観測結果および GF

(a) H_{SS} (実線), H_{IG} (破線). 黒点線は P0 での潮位(右軸). (b) GF

4.2.3. 数値計算概要

本研究では数値モデル SWASH (3.1.3 参照) を用いた沿岸波浪・遡上の数値再現を行った。図 4.5(c)に示す P0 から遡上域を含む一次元領域を対象とし、空間解像度 0.5 m、鉛直方向に 3 層のレイヤーを用いた。時間解像度は 0.025 s とし、スピニングアップの 10 分を含み 1 時間分の計算を行った。計算時間内において潮位は一定とし、観測期間の毎時に対応する計 25 ケースの計算を行った。沖の境界は自由入射境界とし、対象時間内に P0 で観測された水位変動に対し 0.05 Hz 以上のハイパスフィルターをかけたものを入射波として与えた。なお、この際には入射波浪の二次元性を考慮し水位変動を 0.7 倍している。また、底面摩擦はマニング公式に基づき導入している (マニングの粗度係数: $0.019 \text{ m}^{-1/3}\text{s}$)。計算領域における水位変動、断面平均流速、遡上端変動を 10 Hz のサンプリング周波数で出力した。

図 4.9 に再現結果の精度検証を示す。 H_{SS} については、一部 P3 において低潮位時に沿岸砂州上での碎波減衰の再現性に課題があり過大評価となったが、それ以外すべての観測地点・時刻で $\pm 20\%$ の誤算の範囲に収まっている。また、 H_{IG} についても同様に、観測期間を通じておおむね良好に再現できている。 H_{IG} が小さい時間帯で一部過小評価となったが、これは沖合からの自由長周期波を入射波に含んでいないためと考えられる。また、高潮位時 (9月9日18時) および低潮位時 (9月10日0時) のケースでのパワースペクトル密度も図 4.9(b-i)にて比較している。いずれのケース・観測地点においても、本海岸にて特徴的である部分重複波のピーク周波数・強度をおおむね良好に再現出来ていることが確認できた。また、遡上波のスペクトルについては図 4.6 に現地観測の結果と重ねて表示している。高潮位時においては、短周期成分・長周期成分それぞれおおむね良好に再現することが出来たが、低潮位時の遡上波については短周期成分で過小評価となった。この理由は明確ではないが、急勾配斜面上での碎波減衰の再現における誤差によるものと考えられる。以上の検証より、本数値再現は 1 次元の波浪場を仮定したもので一部課題は残るが、今回の設定により観測期間内の波浪場を良好に再現することが出来ていると判断した。

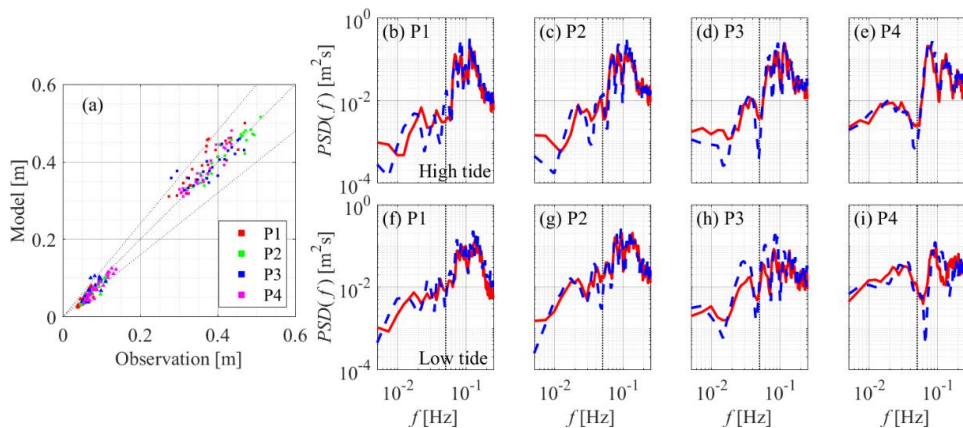


図 4.9 数値再現精度検証

(a) H_{SS} (四角), H_{IG} (三角) の観測値との比較。点線は中心が 1:1, 上下が 20% 誤差を表す。

(b-i) パワースペクトル密度の比較。赤の実線が観測結果, 青の破線が再現結果。

4.3. 西湘海岸：2017 年台風 21 号 Lan 来襲時

本ケースでは、2017 年 10 月に関東・東海地方に来襲し甚大な被害をもたらした台風 21 号 (Lan) を対象とし、台風通過前後を通じて観測された波浪の分析を行っている。

4.3.1. 台風概要

2017 年台風 21 号は 10 月 16 日に日本の南の海上で発生した (図 4.10(a))。その後発達を続け、10 月 21 日には最低となる中心気圧 915 hPa を記録し、その後北東に進路をとった。そして 10 月 23 日未明に静岡県御前崎に中心気圧 950 hPa という強い勢力のまま上陸し、駿河湾、相模湾をその進路の右手に北上を続け、日本の東の海上に抜けた (図 4.10(b))。この台風は、関東地方を通過した台風としては既往最大クラスの勢力であり、各地の沿岸部に甚大な高波被害をもたらした。

中でも大規模な被害を受けた海岸のひとつが、相模湾の湾奥に位置する西湘海岸であり、西湘海岸沿いを走る西湘バイパスの擁壁が約 400 m にわたり崩落し、通行止めとなった (図 4.11)。この西湘バイパスの擁壁は、この台風から 10 年前の 2007 年台風 9 号来襲時においても同様に高波によって被害を受けており、その際には長周期波が対象海岸において大きく被災に関与したことが示唆されている (Tajima & Sato, 2009)。本ケースにおいてはこの大規模な被害を受けた西湘海岸を対象とし、波浪観測データを分析した。

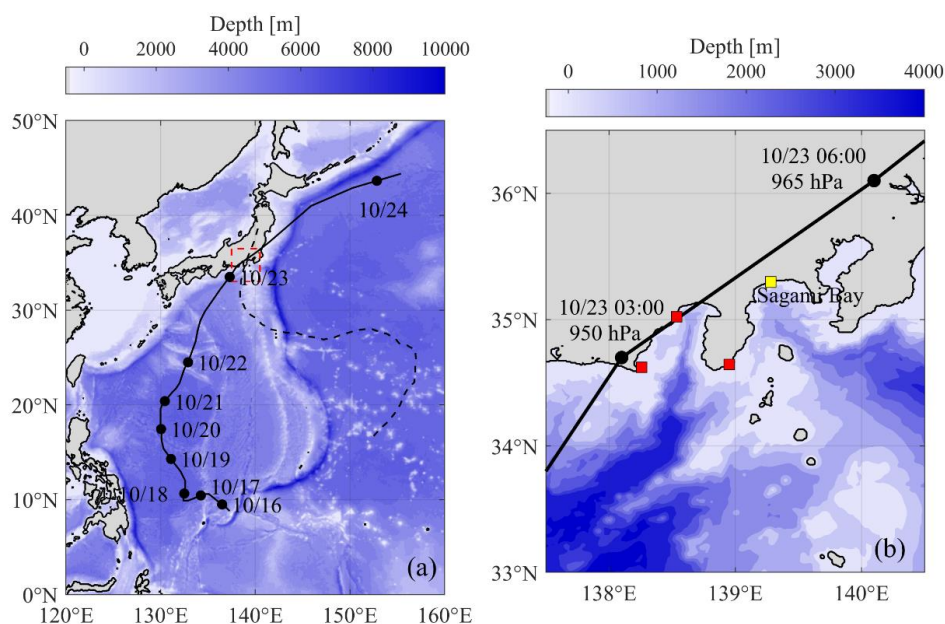


図 4.10 2017 年台風 21 号概要

- (a) 台風経路。実線が 2017 年台風 21 号、破線が 2009 年台風 9 号。(b) 台風経路拡大図 ((a)内、赤枠)。赤の四角は NOWPHAS 波浪観測地点 (西から御前崎、清水、下田)。



図 4.11 被災した西湘バイパスの擁壁
(提供：国土交通省関東地方整備局)

4.3.2. 現地観測概要

本研究で対象とした西湘海岸の概要図を図 4.12 に示す。西湘海岸は相模湾の湾奥に位置する砂浜海岸であり、相模トラフの存在により沖合では水深が大きく、比較的急峻な海底地形が形成されている。そのため、高波の来襲をうけやすく、特に近年の海岸侵食によって狭小化した前浜の影響も相まって、前述のような台風等の気象擾乱時に高頻度に高波被害に見舞われている。西湘海岸の特徴の一つが、大磯海脚と呼ばれる岸から沖に伸びた海底の隆起帯である。西湘海岸での沿岸波浪はこの大磯海脚に大きく影響されており、例えば前述 Tajima & Sato (2009)はこの大磯海脚上での屈折の影響で 2007 年台風 9 号来襲時に遡上高が沿岸方向に変化したことを示唆している。本海岸においては、2017 年の夏季に国土交通省関東地方整備局による波浪観測が実施されており、2017 年の台風 21 号来襲時の高波浪時の波浪観測データが得られている。本研究では提供されたそれら観測データとその他の観測データをまとめ、台風来襲時の長周期波特性について分析を進めた。

図 4.12(a)には、本研究で分析対象とした 4 つの波浪観測地点 T1, P1, P2, C1 をそれぞれ示している。ここで T1 は前述 4.2 で沖波の観測地点とした水深 20 m 地点の P0 と同等であるが、本ケースでは他の波高計との沿岸方向の違いの明確化のため T1 とする。この T1 においては、台風通過時に水位変動および南北・東西方向流速が 0.3 s 間隔で連続的に計測されていた。しかし台風の最接近から数時間前となる 10 月 23 日 2 時に流速が電磁流速計の計測範囲を超え、3 時以降は超音波式波高計が破損したため、台風ピークおよびその後のデータについては欠測となっている。

続いて、地点 P1, P2 は、図 4.12(a)に示す岸沖方向測線 P に沿ったそれぞれ水深約 14 m および約 6 m の海底部に、国土交通省関東地方整備局が設置した水圧式波高計の地点である。測線 P は図 4.12(b)に観測地形断面（2015 年測量）を示すように、沿岸部の地形急変部まではおおむね 1/40 から 1/30 程度の海底勾配が続いており、測線 T と比較すると急峻な海岸勾配である。P1 では毎時の前後 10 分の、P2 では毎時から 20 分までの計 20 分間の水圧を 2 Hz で記録した。さらに P1 では同じサンプリング周波数にて海底から 0.3 m の高さの南北・東西方向流速をそれぞれ記録した。これら波高計は台風通過前後を通じて常時正常に稼働しており、台風ピーク時の波浪観測データを得た。P1, P2 で観測された海底水圧は、0.2 Hz を上限として微小振幅波理論をもとに水深へと変換している。この周波数の上限は、P1 での水深の大きさおよび入射波ピーク周期の長さを加味して決定している。

また、C1 では西湘バイパス沿いに設置されていた監視カメラによる撮影動画をもとに、水深 1-2 m に当たる極浅海域での水位変動の計測を実施した（撮影動画は国土交通省関東地方整備局提供）。本手法においては撮影領域内の海岸部に位置している突堤に着目し、動画内各フレームから突堤側面の 1 地点の鉛直方向のピクセル列を時系列（0.33 秒間隔）に並べることで時空間画像を作成した。時空間画像からは、輝度勾配を用いて水面位置に対応するピクセル座標を特定した（図 4.13(a, b)）。そして、水面位置のピクセル座標 I を変数とする一次関数 $\eta = q_1 I + q_0$ により水位が与えられると仮定し、小田原における各時刻の観測潮位（気象庁公開）と各時刻の平均ピクセル座標 \bar{I} に対し最小二乗法を用いることでパラメータ q_1, q_0 を決定した。図 4.13(c)には、本手法によって推定されたパラメータを用いた場合の推定潮位と観測潮位との比較を示している。0.1 m 未満の軽微な誤差はあるがほぼ整合しており、仮定した一次関数によりおおむね水位変動が計測できていると考えられる。以上の手法により、日の出後に監視カメラが稼働していた 10 月 23 日 5 時 30 分から 12 時 30 分までの水位変動を得た。

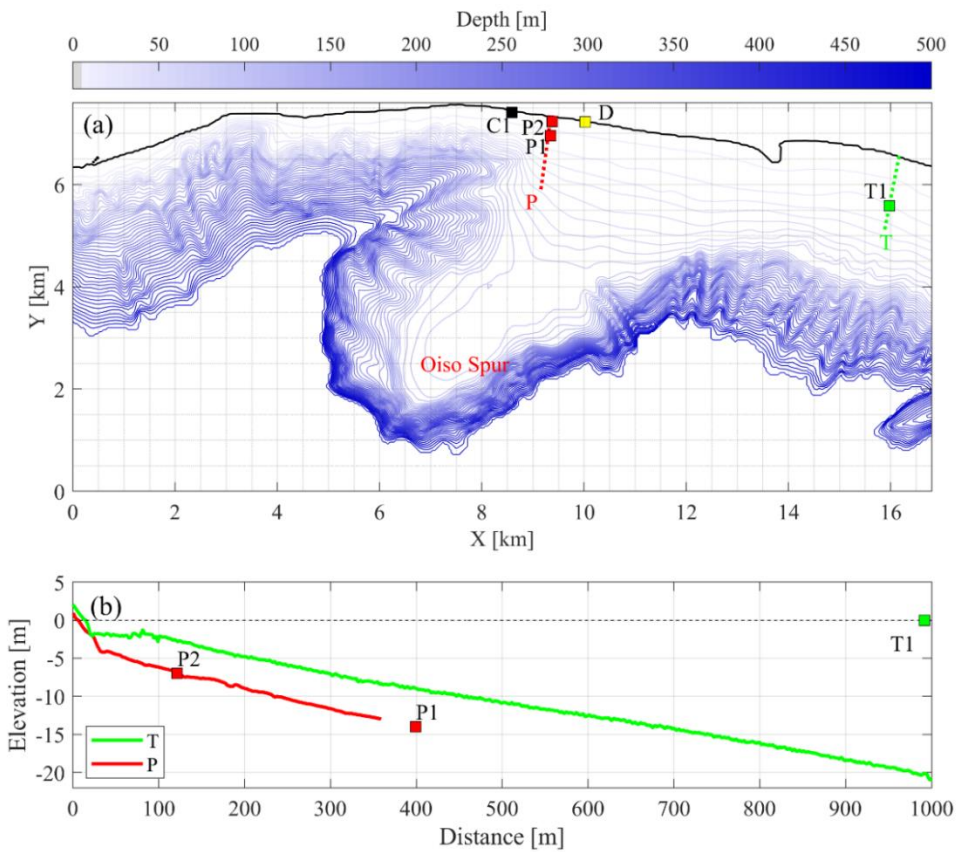


図 4.12 波浪観測概要 (2017 年台風 21 号来襲時)

(a) 西湘海岸全体図. D は図 4.11 に対応する被災箇所. 点線 P, T は岸沖方向測線を示す. (b)断面地形測量結果.

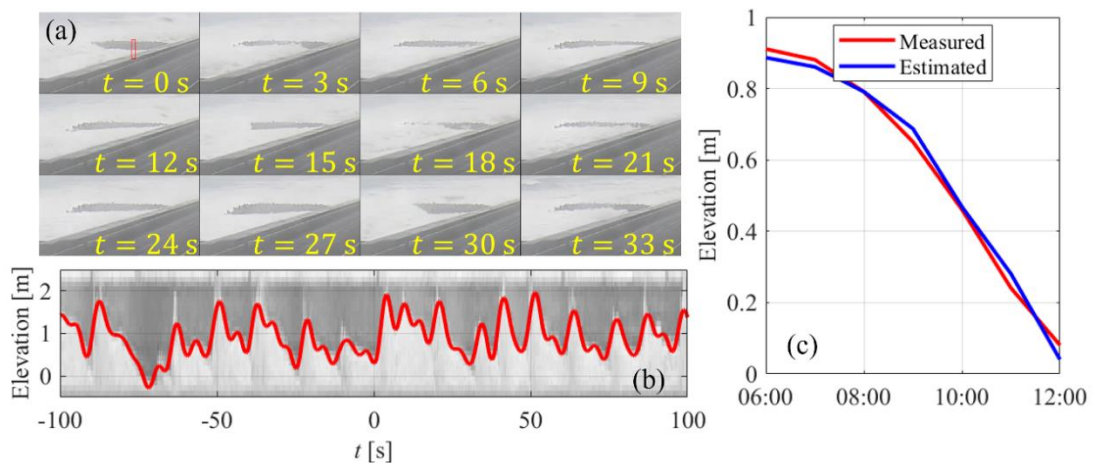


図 4.13 監視カメラ撮影動画を用いた沿岸水位観測

(a) 監視カメラ撮影動画内対象領域 (3 秒間隔). (b)作成された時空間画像. 赤線が水位抽出結果. (c)1 時間ごとの観測潮位との比較.

4.3.3. 観測結果

以上の4つの観測点における台風前後の波浪観測結果を図4.14に示す。台風が通過した10月23日早朝は、大潮の満潮の時間帯と重なったことにより、小田原潮位観測所において0.91mの潮位を記録したが、台風による高潮の影響は高々0.5mであった。これは相模湾特有の急勾配海岸地形によるものであると考えられる。一方で観測された短周期波波高は極めて大きく、23日の6時にP1の観測地点において最大となる8.3mの波高が観測された。一方で、浅海部に位置するP2においては短周期波波高は砕波によって大きく低下し、5m程度となった。また、極浅海域のC1においてはさらに減衰しており、6時の地点で1.5m程度の波高であった。T1においては台風ピーク時の波高は観測できていないが、台風通過前にはP1と比べてより大きい波高が観測されていた。一方、長周期波波高については、台風通過直前のT1において2.3mに達しており、23日の台風通過時においては常にT1においてより大きな長周期波波高が観測されている。一方、P1, P2においても長周期波波高は台風通過時に大きく増加しており、23日の5時にはP2において2mを越えた。また、C1においては約1.3mと一部減衰したことが示唆されたが、それでも短周期波波高と比較して同程度の波高となっており、台風来襲時の沿岸被災に長周期波が大きく寄与したことが示唆された。また、周期については、台風通過前には10sを越えていた T_{01} が台風通過時に減少しており、台風接近に伴い周期の短い風波が大きく発達したことが分かる。C1においては短周期波の砕波による減衰と長周期波の卓越により T_{01} は著しく増加し、台風通過後の長周期波波高の低下に伴い緩やかに減少している。また、図4.14(e)にはP1, P2での波高水深比 H_{SS}/h を示す。P1においては短周期波波高の増減とほぼ相関しているが、一方でP2においては台風通過前後において約0.7程度で頭打ちとなっている。これは、該当する時間帯においてはP1とP2の間で砕波が生じており、P2での短周期波波高はおおむね水深に制限される形で頭打ちとなっていたことを明確に示している。

また、図4.15には各地点で計測されたパワースペクトル密度を示している。T1, P1, P2のスペクトログラムからは、台風通過前には0.06–0.07Hzのうねり成分が支配的であり、台風接近時に大きく風波成分が増大し、台風通過後にピーク周期が減少していったことが確認できる。また、特にP2においては図4.7の平塚海岸での観測結果と同様に、長周期波の周波数帯において特定周波数にスペクトルのピークがみられ、発達した長周期波が反射することで部分重複波を形成していたことが分かる。また、台風ピーク時のP1, P2, C1におけるパワースペクトルの比較(図4.15(d))では、P1, P2とC1では地点が異なるため単純には比較できないが、短周期波のエネルギーは砕波帯外(P1)において入射波成分に加えその倍周波数が非線形効果により卓越している一方、水深の低下に伴い砕波帯内(P2, C1)では大きく減衰していることが分かる。一方で長周期波のエネルギーはいずれの地点においても同程度のオーダーであり、C1においては長周期成分が卓越的な成分となっていたことが確認できる。

以上示したように、台風21号来襲時の西湘海岸においては沖合では8mを越える

入射波高を観測した。沿岸部ではそれら短周期波は水深の低下に伴う砕波を経て大きく減衰した一方、2 m を越える長周期波が発達したことが確認できた。以上の観測データを用いて、5.3 章にて高波浪時の長周期波の生成・減衰過程を、6.1 章にて長周期波が沿岸波浪場に与える影響を詳しく分析する。

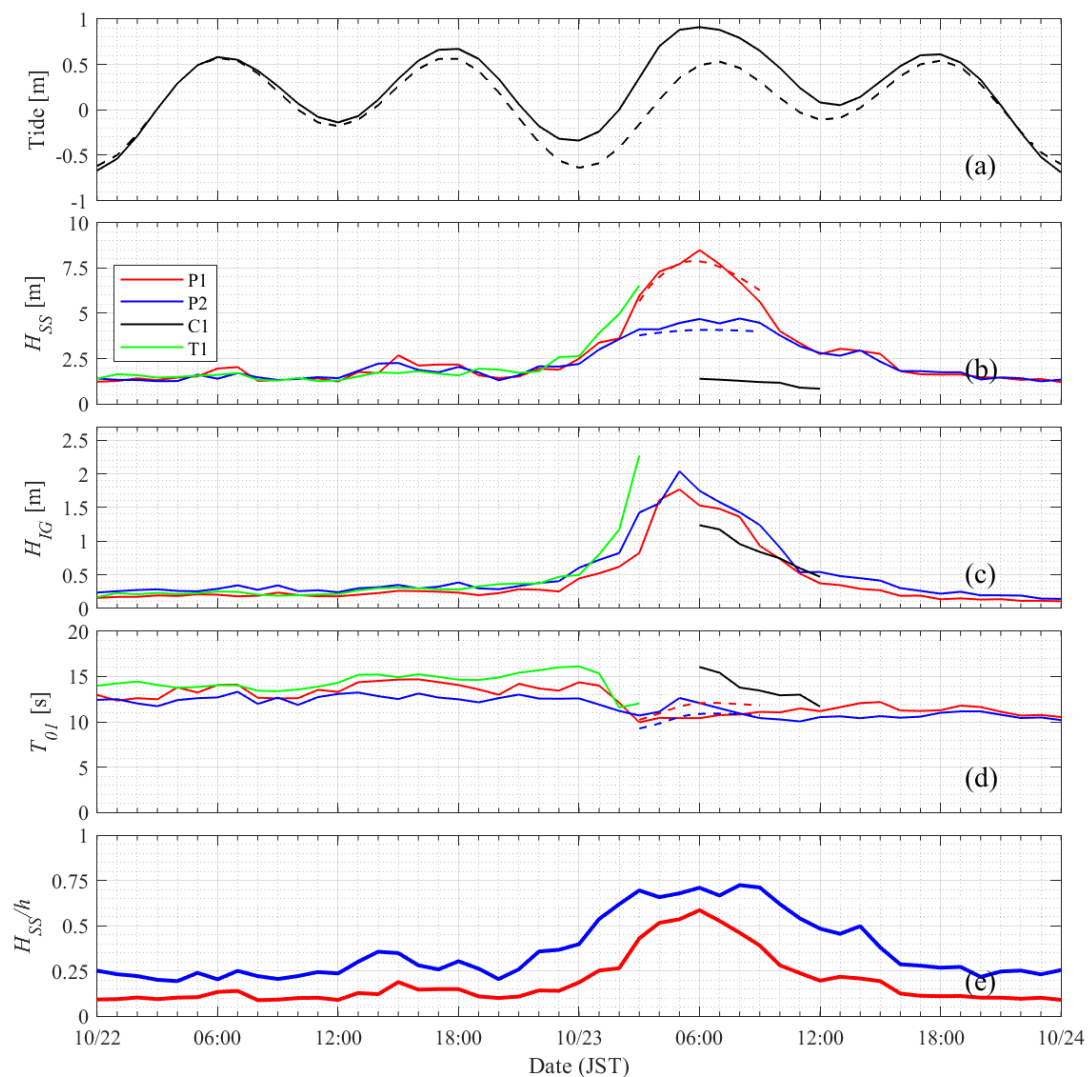


図 4.14 波浪観測結果

(a)小田原での観測潮位（実線：実測潮位，破線：天文潮位）. (b) H_{SS} . (c) H_{IG} . (d) T_{01} . (e) H_{SS}/h . (b, d)において実線は観測，破線は推算結果.

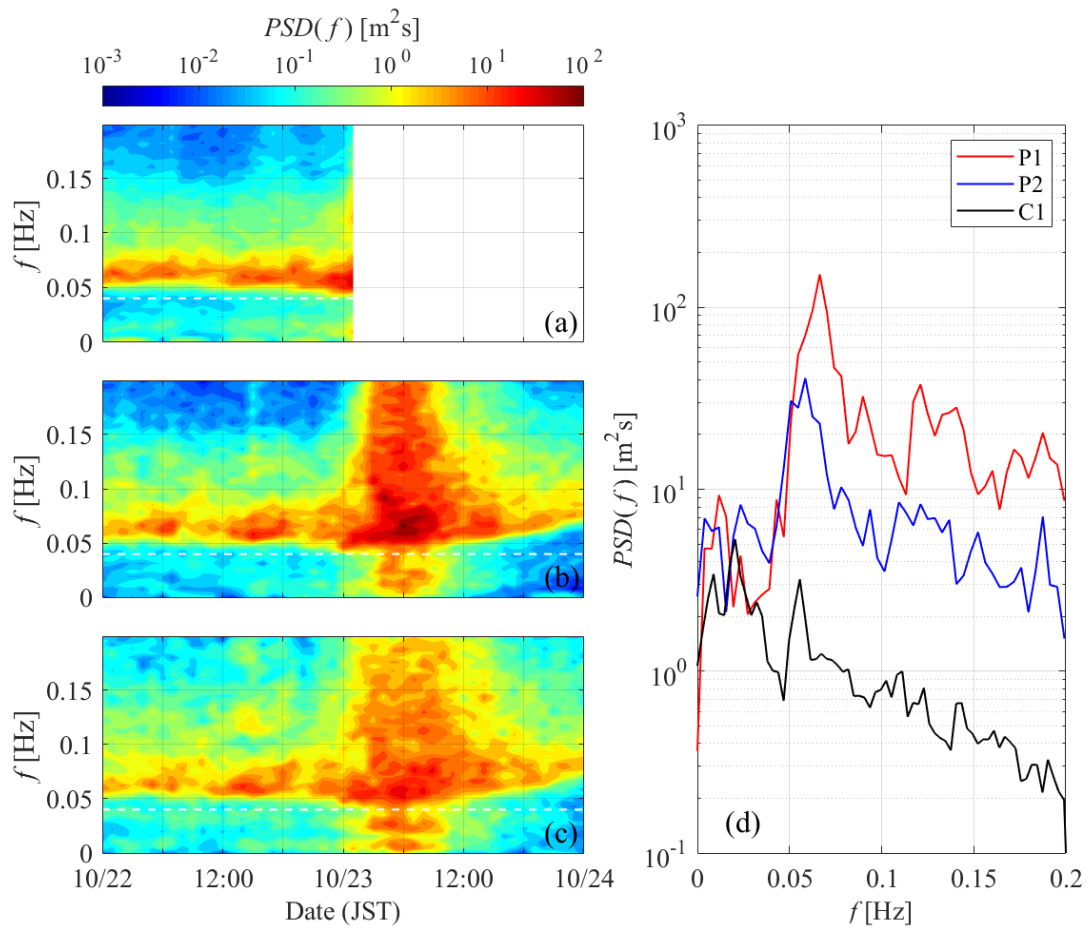


図 4.15 パワースペクトル密度

(a-c) T1, P1, P2 でのスペクトログラム. (d) パワースペクトル密度 (10月23日6時).

4.3.4. 数値計算概要

今回のケースでは、相模湾内での台風ピーク時の波浪場の全体像を把握することを目的として、WAVEWATCH III (3.1.2 参照) を用いた波浪推算を実施した。推算対象期間は 10 月 17 日から 25 日までとし、大きさ・解像度の異なる 4 つの計算領域を用いたネスティングを行った。用いた計算領域は図 4.16 に示すとおりであり、外洋からのうねり成分を反映させるため最も大きい領域の Grid 1 としては太平洋を大きく含んだものを用い、最も小さい領域の Grid 4 として相模湾を含む関東・東海地域を対象とした推算を行った。地形データには GEBCO 2014 による 30 arcsec の地形データ(Weatherall et al., 2015)を用いている。気象外力としての風速場は、気象庁による数値予報 GPV(Grid Point Value)を用いた(Ikoma, 2010)。数値予報 GPV は GSM(Global Scale Model)と MSM(Meso Scale Model)の異なる解像度・領域の気象数値予測モデルから得られた予報データであり、GSM は全球スケールで 0.5° の解像度、MSM は日本周辺部までを対象とし緯度方向 0.065° 、経度方向 0.05° の解像度で風速データを提供している。GSM-GPV および MSM-GPV はともにモデル初期値および 1 時間ごとのモデル予測値を格納しており、GSM は 6 時間ごと、MSM は 3 時間ごとに解析値を用いて初期値を更新し、新しい予報データを提供している。本研究では、それぞれの時刻の初期値(解析値)と次の更新までの予測値をそれぞれ連続的に接続することで連続的な風速場データを作成した。本手法による波浪推算結果は、図 4.10(b)に赤点で示した 3 点の NOWPHAS 観測地点において精度検証を行った(図 4.17)。波高・周期については、波浪推算結果ではモーメント波高およびピーク周期である一方、観測データでは有義波高および有義波周期であり厳密な比較はできないうえ、一部欠測も含むが、おおむね良好に各地点で観測された波高・周期の変化の傾向を再現することが出来ている。台風ピーク前に見られる周期推算値の不連続点は、風速の増加により風波成分が急激に上昇したことによるものであると考えられる。

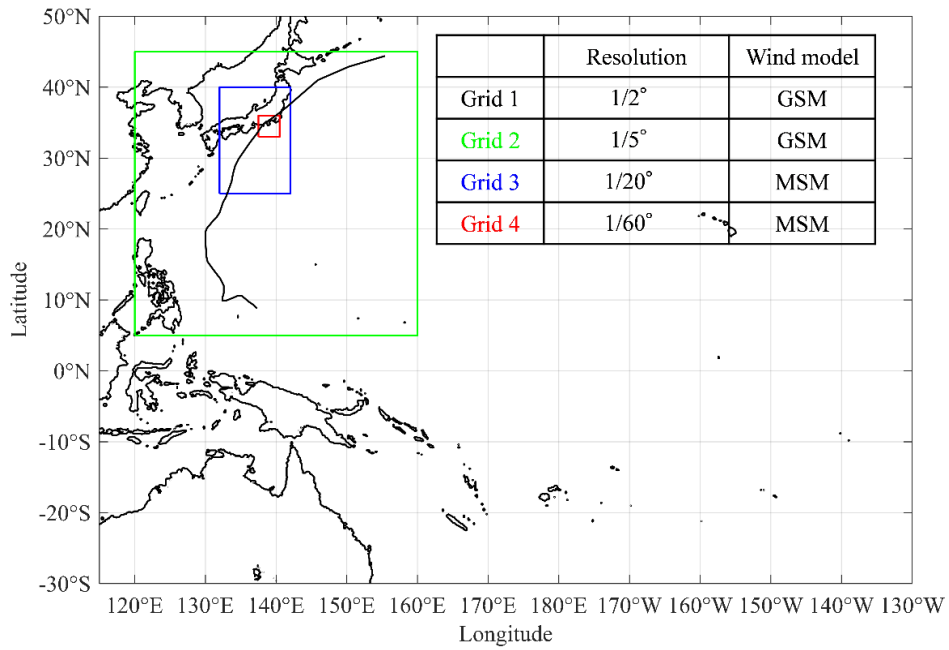


図 4.16 波浪推算対象領域

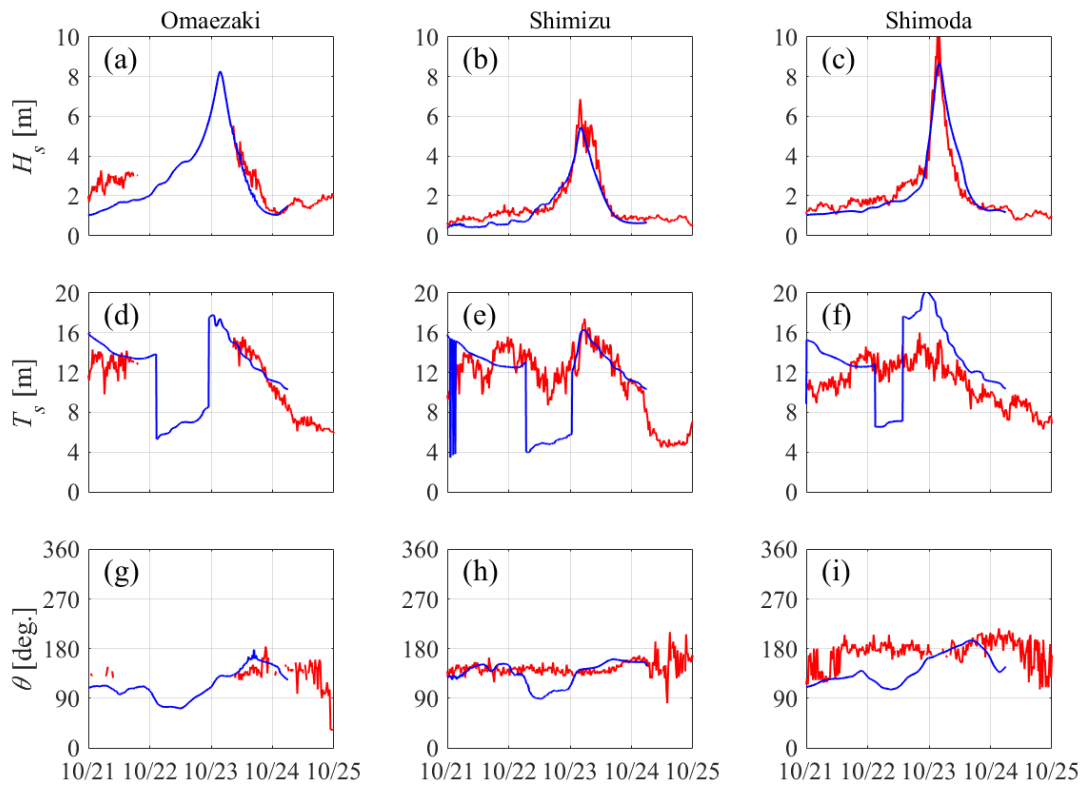


図 4.17 波浪推算精度検証

(赤が観測値, 青が推算値)

4.4. 西湘海岸：2019年台風15号 Faxai および台風19号 Hagibis 来襲時

前述の2017年台風21号に続き、2019年には二つの観測史上最大クラスの台風15号および19号が関東・東海地方に上陸し、陸域では暴風雨により、沿岸域では高波により甚大な被害が生じた。本ケースでは特に西湘海岸に注目し、それら二つの台風通過時の波浪観測データおよび数値モデルによる台風ピーク時の波浪場の数値再現を通じ、発達した長周期波の遡上への影響について検討を行う。

4.4.1. 台風概要

2019年台風15号 (Faxai) は日本の南海上で9月6日に発生したのちに急速に発達し、8日には中心気圧955 hPaを記録した。その後9日早朝の上陸直前に勢力をわずかに落としたものの、西湘海岸を左手に見ながら相模湾を通過し、その後東京上空を通過し東の海上へと抜けた (図 4.18(a))。台風15号はその中心気圧の低さに比べ比較的半径は小さく、強風域の最大半径は330 kmほどであった。そのため局所的に猛烈な強風を引き起こし、関東近郊で50 m/s前後の最大瞬間風速が記録され、特に進行方向右手に当たる房総半島において大きな風による被害をもたらした。また、東京湾上空を通過したため湾内においても高波が生じ、神奈川県横浜周辺の港湾施設を中心に構造物被害が出ている (Suzuki et al., 2020)。

一方、台風19号 (Hagibis) は15号の一月後となる10月5日に日本の南海上で発生し、10月7日には中心気圧915 hPaまで発達した。その後強い勢力のまま北上し、10月12日の夜に中心気圧955 hPaで上陸し、東京上空を通過し翌日の朝に東海上へと抜けた。台風19号はその中心気圧の低さに加え、強風域の最大半径は約750 kmと、15号の二倍以上の大きさを持った極めて強大な台風であった。そのため関東東海の広い範囲の沿岸地域で高波・高潮による被害を受けている (Shimozono et al., 2020)。

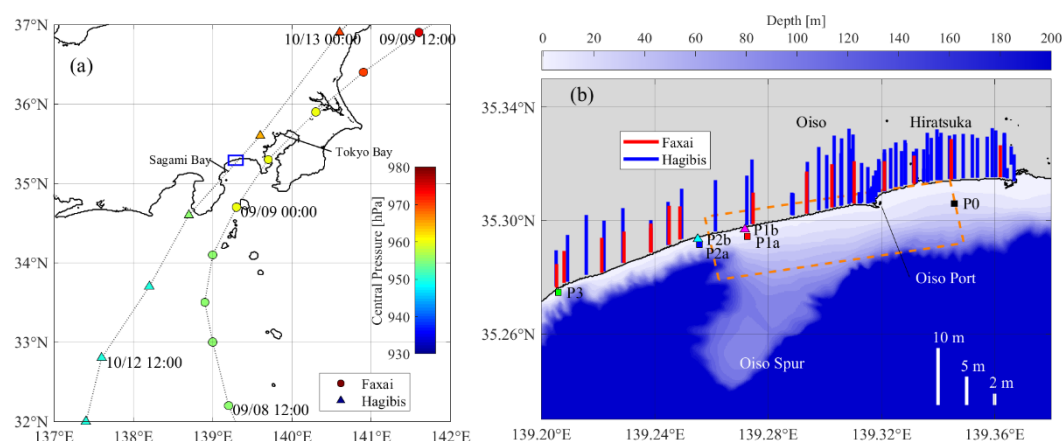


図 4.18 台風15号・19号および現地概要

(a)台風経路, (b)波高計位置および遡上痕跡高調査結果 ((a)内の青四角の領域に対応)。破線の長方形領域はSWASHによる計算領域。

4.4.2. 遡上痕跡高調査および現地観測概要

台風通過直後の相模湾沿岸において、遡上痕跡高の調査を実施した。それぞれの痕跡高調査は、台風 15 号に対しては通過翌日の 9 月 10 日に、台風 19 号においては通過から 5 日後の 10 月 17 日以降に西湘海岸においてそれぞれ実施され、波による植生の侵食や打ち上げられた漂流物の位置と標高を、それぞれ RTK-GPS を用いて測定している(図 4.19)。なお、西湘海岸での観測結果を含む台風 19 号通過後の関東・東海の沿岸域での痕跡高調査は、Shimozono et al. (2020)に報告されている。

西湘海岸における痕跡高分布を図 4.18(b)に示す。最大で 13 m にも達する痕跡高が台風 19 号通過後の大磯港の西側において確認され、これは調査が行われた関東・東海の沿岸部で最も高い値となった。また、当該地点近傍においては 12 m 前後の痕跡高が複数確認されており、極めて激しい沿岸波浪が発達していたことが示唆された。また、台風 15 号通過後においては、19 号と比べて観測点の少なさはあるものの、同様に大磯港西側において最大痕跡高 7.5 m が確認された。全体的な傾向として、大磯港東側とくらべて大磯港西側において遡上高が大きい傾向があり、特に 19 号のケースにおいて顕著であった。また、台風 19 号通過後に 15 号と比べて大きな痕跡高が確認されており、西湘海岸においては 19 号来襲時により大きな沿岸波浪が発達したことが分かる。この理由としては、強大な台風 19 号は西湘海岸を直撃した一方、15 号はその小ささに加え西湘海岸を左手に見ながら通過したため、そこまで大きな波浪が発達しなかったことによると考えられる。

また、本ケースで分析対象とした波浪観測データの取得地点を図 4.18(b)に示す。ここで P0 は図 4.5(c)内 P0 および図 4.12 内 T1 と同一であり、観測条件についてはすでに前述のとおりである。また、P1-3 は全て 2017 年台風 21 号来襲時と同様に国土交通省関東地方整備局による水圧式波高計の設置地点である。ここで同一数字は岸沖測線上にあることを意味し、P1, 2 におけるラベル a は沖側、b は岸側地点であることをそれぞれ意味している。P1a, P2a, P3 においては底面から 0.3 m 高さの水圧および南北・東西方向流速を毎時の前後 20 分間、0.5 s 間隔で計測している。また、岸側の波高計設置地点 P1b, P2b においては、毎時から 20 分間、水圧変動が計測された。ここでも 2017 年台風 21 号のケースと同様に、観測された水圧変動については、上限周波数を 0.2 Hz と設定の上、微小振幅波理論をもとに水深へと変換した。台風 15 号および 19 号来襲時において、それぞれ一部の波高計において不具合が生じ欠測となった。それぞれのデータの設置位置平均水深及びデータの入手状況を表 4.1 にまとめる。台風 15 号来襲時には P1b において、台風 19 号来襲時には沖側の波高計 P1a, P2a で完全に欠測となり、また P0 においては台風 19 号ピーク直前の 18 時以降が欠測となっている。

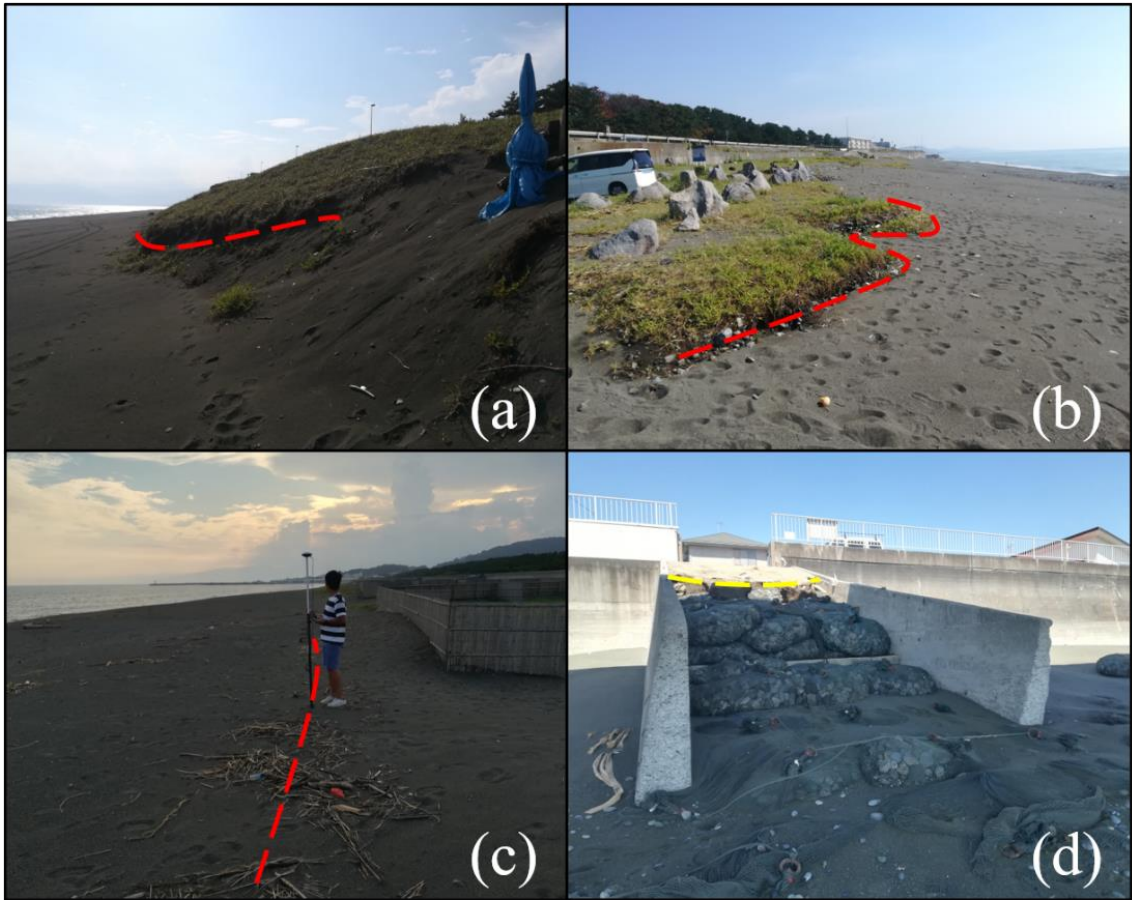


図 4.19 痕跡高調査（台風 15 号通過後）
 (a, b)植生の侵食, (c)漂流物の打ち上げ, (d)海岸構造物の被害例

表 4.1 観測地点水深およびデータ入手状況

	P0	P1a	P1b	P2a	P2b	P3
設置水深	20 m	14 m	7 m	14 m	7 m	13 m
台風 15 号	○	○	×	○	○	○
台風 19 号	△	×	○	×	○	○

4.4.3. 波浪観測結果

図 4.20 に台風通過前後の波浪観測結果を示す。なお、本ケースでは長周期波を 0.005–0.04 Hz、短周期波を 0.04–0.2 Hz の周波数領域と定義している。台風 15 号来襲時には、台風接近に伴い短周期波波高 H_{SS} が約一日で大きく上昇し、9 月 9 日の早朝に最大値の約 5 m に達した。また、P2 の岸沖測線上の観測点で比較してみても両者に大きな差は確認できず、少なくとも水深 7 m 程度まではほとんど碎波減衰が起きていないことが示唆された。一方で、台風通過時には沿岸方向で明確な差が確認でき、P1a においては P2a と比べてより大きな波高が観測されている。また、長周期波波高 H_{IG} も H_{SS} の増加に伴って増大し、沖波波高ピーク時には岸側の観測点である P2b で最大約 1 m に達している。また、それぞれの波高は急激な増加・減少を見せており、台風 15 号の小ささを反映しているといえる。また、周期についても同様の傾向がみられ、台風の接近に伴い通過の 1 日ほど前からピーク周期 T_p および平均周期 T_{01} ともに急激な増加を見せている。また波向きについては、台風通過前にはおおむね南もしくは南南東からの波浪成分が卓越していたのに対し、台風通過後においては比較的沖合に位置する P0 および P3 で急激な波向きの変化が確認できる。これは台風の通過に伴い風向きが大きく変化したことによると考えられる。

一方台風 19 号のケースでは、15 号と比較してより激しい波浪が観測されている。沖側の P1a, P2a においては計器故障のため欠測となっているが、P3 においては 10 月 12 日 20 時に最大となる 8.3 m の H_{SS} が観測された。岸側の波高計設置地点となる P1b, P2b では P3 での H_{SS} と比べ大きく減少しており、水深 13 m 地点から 7 m 地点までの間で碎波による減衰が起きていることが示唆される。また、その強大な台風勢力が原因となり、台風ピーク時の数日前から H_{SS} が増加している。 H_{IG} については P3 での H_{SS} と同様の変化を見せており、入射波高ピーク時の 10 月 12 日の 19 時において最大となる 2 m を越える H_{IG} が確認された。また、 H_{SS} 、 H_{IG} ともに P2b と比較して P1b でより大きな波高が台風接近前から通過にかけて観測されており、台風 15 号の台風ピーク時と同様の傾向が確認できた。また、周期については、波高・周期共に急激な増加を見せた台風 15 号のケースとは異なり、台風通過の数日前から沖波波高の増加が確認できていたのに対応し、15 秒を越える T_p が観測されている。また T_{01} についても、台風通過前から 10 秒を越えており、 T_p とともに台風通過後に減少している。超大型の台風 19 号のケースでは、早い段階から遠方からの比較的周期の長いうねりが入射していたと考えられる。また、台風通過前から波高ピーク時にかけて、P1b および P2b においては P0, P3 と比べて小さい T_{01} が観測されているが、これは波高の増大に伴い入射波成分の倍周波数成分が発達したことによると考えられる。また波向きについては台風通過の数日前では P0 においておおむね南南東からの波向きが観測されているが、台風通過直前から徐々に南東へと変化している。P3 においては台風 15 号のケースと同様に、台風通過による風向きの変化に伴い、急激な波向きの変化が観測された。

以上の波浪観測結果からわかるように、台風 15 号および 19 号来襲時の波浪場はそれぞれ異なる特徴を持っていた。台風 15 号ではその半径の小ささと風速の大きさにより、

19号と比べて短い周期の波が1日で急激に発達した。台風19号では台風通過の数日前から外洋からのうねりを発達させ、台風ピーク時には8mを越える沖波波高が観測された。また、二つの台風来襲時には共通項もいくつかある。一つは波向きであり、ともに台風ピーク時には南南西および南西からの波向きを観測した。また、沿岸方向に異なる波高も共通して確認されており、15号の台風ピーク時や19号の通過前から通過時にかけてはP1においてP2と比べて大きな H_{SS} 、 H_{IG} が観測されている。

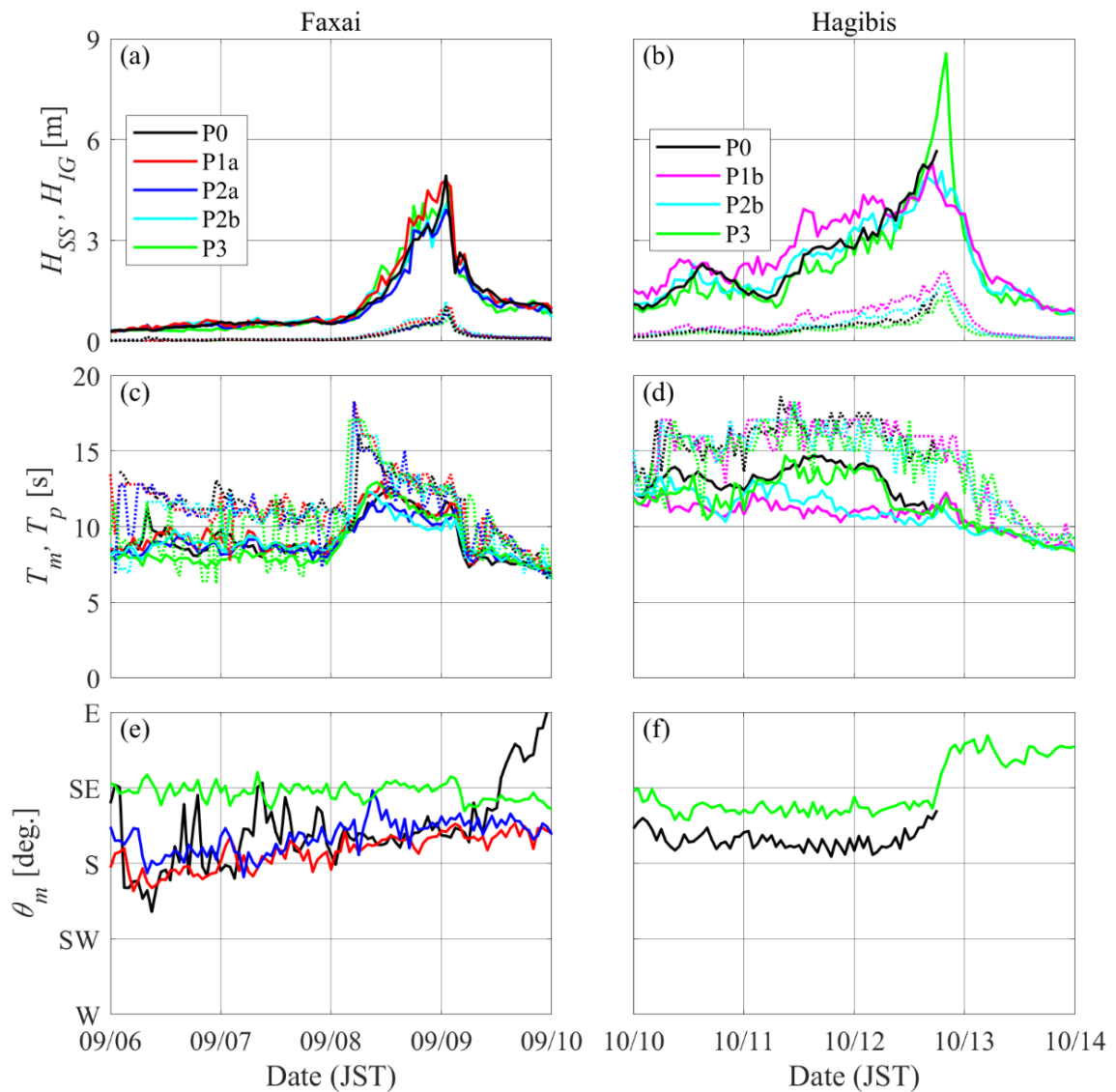


図 4.20 波浪観測結果 (左: 15号, 右: 19号)

(a, b) H_{SS} (実線), H_{IG} (点線), (c, d) T_{01} (実線), T_p (点線), (e, f) θ_m .

4.4.4. 数値計算概要

本研究では、相模湾沿岸の波高分布の把握と、極大遡上の発生メカニズムの分析を目的として、WAVEWATCH IIIによる沖波波浪推算とSWASHを用いた台風ピーク時の沿岸波浪場の再現を行った。

WAVEWATCH IIIによる波浪推算については、基本的には4.3.4ですでに説明している気象庁GPVを用いた波浪推算と同様の手法を用いている。今回は相模湾における沿岸遡上高分布との関連を議論するため、5つの異なる計算領域を用いてネスティングを行った。用いたグリッドおよび入射波については表4.2に示す。今回の波浪推算においては2017年台風21号のケースと比較して、より小さいグリッドを用いて相模湾を解像したGrid5を用いて計算を行っている。図4.21にナウファス観測点（御前崎、清水、下田、第二海堡）での精度検証結果を示す。4.3.4ですでに説明している通り波高・周期共に定義の違いはあるが、それぞれ台風通過前から通過後にかけて十分その傾向を再現することが出来ている。

次に、SWASHを用いた沿岸波浪場の再現手法について説明する。この数値シミュレーションでは、最大痕跡高を記録した大磯港西側での遡上増大要因の分析を目的として、該当区間を対象とした二次元計算を行っている。計算領域は最大遡上痕跡高の観測地点を中心とした沿岸方向9.5 km、岸沖方向2.5 kmとし、水平方向に10 m直交グリッド、鉛直方向に3層のレイヤーを用いた。地形条件については、計算安定性向上のために水深2 m以下の領域は全て陸域とし遡上を無視し壁面とみなした。また、計算効率向上のため水深50 m以上の領域は全て50 mの一定水深とみなした。境界部の処理としては、主要な波向きが南東であることを考慮し、西側で1 km、東側で0.5 kmのスポンジ層を導入し、東西境界部は自由境界とした。また、南側境界部は入射境界とし、前述WAVEWATCH IIIによる波浪推算結果より得られた二次元スペクトルを入射波条件として与えている。なお、本研究では沿岸部で発達する長周期波に焦点を当てるため、入射波条件での長周期波領域のスペクトルはゼロとした。計算領域および50 mの上限水深の妥当性については、150 mを上限水深としたより高領域の計算結果と比較して大きな差が出ていないことを確認している。波浪推算の結果から沖波波高が最大となった時刻（15号：9月10日1時、19号：10月12日19時）を対象とし、スピニアップの10分を含む計50分の計算を行った。なお、台風15号のケースでは、波浪推算結果による二次元スペクトルをそのまま用いたが、19号のケースでは観測波高に対し過大な結果を与えたため、沖波条件として用いた二次元スペクトルにはすべての周波数帯に0.8を乗じて用いた。またSWASHでは、入射境界に波浪スペクトルを用いた場合には、水位・流速の各周波数・方向成分にランダムな初期位相を与えることで入射波の信号を作成しており、その初期位相によって極値が影響される。そこで本研究ではその影響を可能な限り除くため、初期位相をランダムに与えた台風ピーク時の波浪場の再現を5回行い、それらを統合することで、結果としてそれぞれのケースで250分に相当する計算結果を得た。

図4.23には観測されたPl_a, bでのパワースペクトル密度及びスペクトル波高との

比較を示す。ここでは計算領域内に位置した P1 に注目し、それぞれの台風のケースでデータが入手できた観測点で比較を行っている。台風 15 号のケースでは、砕波帯外の P1a において長周期波および短周期波のピーク周波数をそれぞれ正確に再現することが出来ており、極めて良好な結果を得た。また、それぞれの観測波高をくらべてもそれぞれ誤差は数 cm の範囲である。台風 19 号のケースでは砕波帯内に位置した P1b において比較を行っているが、短周期波のスペクトルピークおよび長周期波領域の 0.01Hz のスペクトルピークについては良好に再現しているが、0.03 Hz で観測されたピークを再現することは出来ていない。これは今回用いている 10 m グリッドでは詳細な沿岸地形を十分解像できておらず、部分重複波構造の再現に多少誤差が生まれたためと考えられる。しかし、それぞれのスペクトル波高においては 10 %前後の誤差と良好な結果を得ており、今回対象としている西湘海岸全域の遡上分布の形成要因を分析する上では十分な結果を得ているといえる。

本研究では、これら観測データおよび波浪場再現結果を用いて、西湘海岸における遡上高沿岸分布の形成メカニズムを分析しており、6.2 章において詳細な議論を行う。

表 4.2 波浪推算領域概要

Domain	Latitude	Longitude	Resolution	Wind data
Grid 1	-30°S-50°N	115°E-95°W	1/2°	GSM
Grid 2	5°N-45°N	130°E-170°E	1/6°	GSM
Grid 3	25°N-37°N	135°E-145°E	1/20°	MSM
Grid 4	33°N-36°N	138°E-141°E	1/60°	MSM
Grid 5	35.15°N-35.33°N	139.12°E-139.63°E	1/600°	MSM

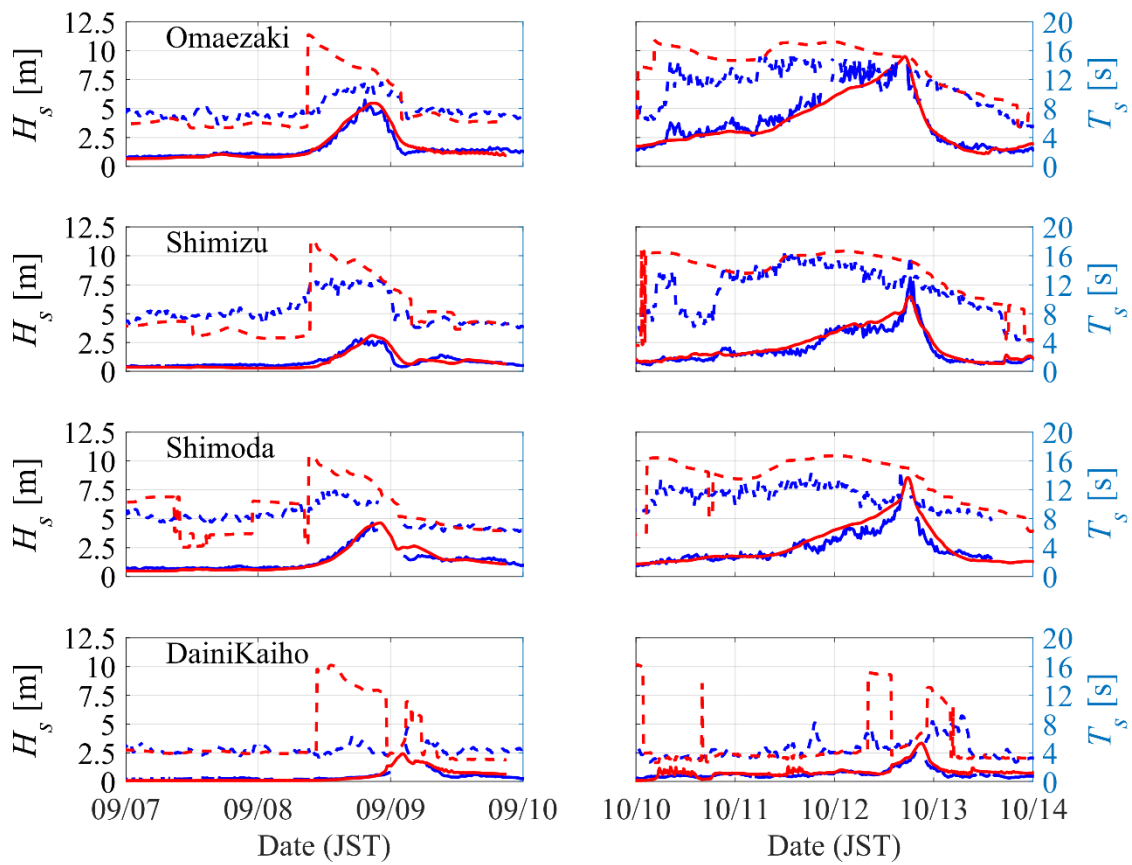


図 4.21 波浪推算精度検証

(左：台風 15 号，右：19 号．赤：推算値，青：観測値．実線：波高，破線：周期)

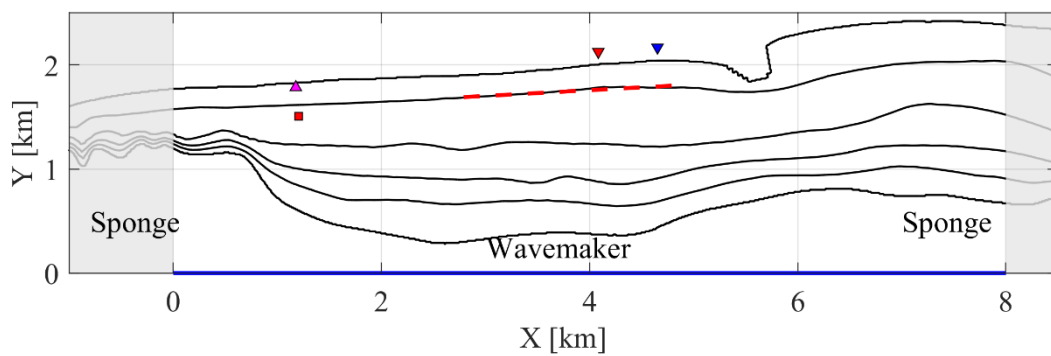


図 4.22 SWASH 計算領域

(コンターは 0 m から 50 m までの 10 m 間隔．左右のグレー部分はスポンジ層．赤四角およびピンク三角は P1a および P1b．下付き三角は最大遡上痕跡高観測地点 (赤：15 号，青：19 号))

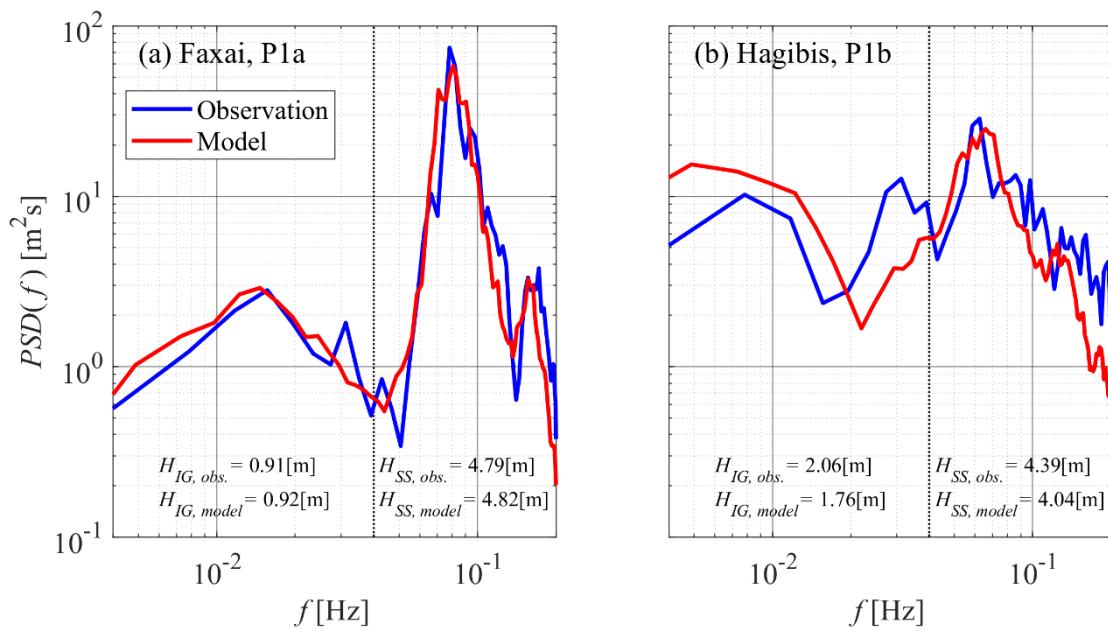


図 4.23 SWASH 精度検証
(左 : 15 号, 右 : 19 号)

5. 長周期波の生成・減衰過程

本章では、前章でまとめた観測データ・数値再現結果をもとに、様々な要素が長周期波の生成・減衰過程に与える影響を分析する。

5.1. 沖波特性による影響：波崎海岸

茨城県波崎海岸における長期観測データからは、多様な沖波条件下での沿岸波浪・遡上データを得ることが出来ている（4.1章）。そこで本ケースにおいては、沖波条件の違いによる長周期波の生成・減衰過程への影響を分析しまとめる。

5.1.1. 長周期波の生成・減衰

まず初めに、長周期波の生成・減衰プロセスの概要を把握するため、沿岸波浪観測点である P1-P5 での水位変動データを用いて、沿岸波浪の特性を分析する。図 5.1 には、水深の変化に対する短周期波・長周期波の大きさの変化を図示している。ここで、 h_b は碎波水深を表しており、P0 で観測された沖波波高 H_0 に対し、 $h_b = H_0/\gamma_b$ で与えられる。この γ_b は碎波地点での波高水深比であり、本ケースでは観測された波高と水深との比較から、観測期間を通じて一定の $\gamma_b = 0.5$ と決定した。図内において、横軸は各観測点における水深 h を各時刻の碎波水深 h_b で除した無次元水深を表しており、各観測地点の碎波地点に対する相対位置を示す値である。図 5.1(a) には、P1-P4 での短周期波波高を P0 での沖波波高で除した、短周期波の浅水係数の分布を示す。全体的なばらつきはあるものの、碎波帯外においては浅水変形の結果 0.7 から 1 の間に分布が確認される。一方、 $h/h_b < 1$ で与えられる碎波帯内においては、無次元波高が頭打ちとなり、碎波後の短周期波波高はおおむね水深によってその上限が決まっていることが分かる。図 5.1(b) には、長周期波の水深による変化を示している。ここで F_n を各観測地点 Pn での長周期波のエネルギーフラックスに準じる項として、 $F_n = E_{IG}\sqrt{gh}$ として与える。ここで E_{IG} は水位変動より求めた長周期波エネルギーである。ここでは反射波の影響を除外できていないため、厳密なエネルギーフラックスとは異なる値であるが、P1 での値 F_1 に対する P2-P4 での値 F_n の比をとった F_n/F_1 により、長周期波のエネルギーの増加・減少の概要を分析する。図 5.1(b) からわかるように、ばらつきはあるが碎波点を示す $h/h_b = 1$ を境に明確な差がみられている。碎波帯外の観測点においては、水深の低下に伴い F_n/F_1 の増加が確認でき、おおむね碎波点においてそのピークを迎えている。一方、碎波帯内においては水深の低下に伴い F_n/F_1 は明確に減少しており、最も無次元化水深が小さくなる地点では 0.5 程度まで落ち込んでいる。こうした結果は、碎波帯外では長周期波が増加している一方、短周期波の碎波に伴い、碎波帯内では長周期波の減衰が生じていることを示唆するものである。また、図内各プロットの色は各時刻の沖波波高に対応している。ここからわかるように、同じ無次元水深の地点で比較してみると、沖波波高の増大に対し、明確

に F_n/F_1 は低下している。これは、A. van Dongeren et al. (2007)によって示されたような、入射長周期波の増大に伴う減衰率増加によるものであると考えられる。

図 5.1 から示唆された砕波帯外での長周期波の発達メカニズムについては、相互相関解析を用いて分析を行った。ここでは各地点での水位変動データより、波群包絡線 ζ_η と長周期水位変動（以下長周期波、 η_{IG} ）を求め、各時刻でのそれらの相互相関を求めた。結果を図 5.2 に示す。なおここでは図の簡略化のため、2019 年 8 月に欠測が生じるまでの約 2 か月間のデータに対する分析結果を示しているが、2020 年 1 月以降の観測再開後についても同様の結果が得られている。まず、図内 P1-P4 の結果を見てみると時間差 $\tau = 0$ 近傍において負の相関が確認できる。これは、長周期波の谷の上を短周期波の波群の高波浪部が伝播していることを明確に示す結果であり、拘束波に見られる特徴である。また、明瞭な負の相関に並び、 $\tau = 10$ s 近傍において正の相関が確認できるが、これは波群の高波浪部に先立って長周期波の峰が伝播していることを意味しており、これは拘束波の浅水変形時において生じる特徴の一つである(Moura & Baldock, 2017)。加えて、同図内には、長波理論に基づき計算された各地点から汀線までの往復時間を黒の点線で示している。往復時間に対応する τ 近傍においては、 $\tau = 0$ 近傍と比較して小さいが負の相関のピークが確認でき、拘束波として発達した長周期波が反射したことを示している。砕波帯外においては、砕波点変動理論に基づく動的セットアップ・セットダウンとの相関は明瞭には確認できず、長周期波の生成・発達はおおむね拘束波理論によって説明されることがわかった。一方、遡上帯付近に位置する P5 では、 $\tau = 0$ においておおむねすべての時刻で正の相関に転じている。これは水深の増加する長周期波の峰の上では短周期波の砕波が遅れることによると考えられ、6.1 章で分析対象としている現象である。

また、拘束波として発達した長周期波の沖波諸量によるスケーリングについて 2019 年 8 月の欠測前までのデータを用いて分析を行った。この期間においては、50 m 程の間隔で位置する観測点 P2, P3 間において水深は 5–6 m 程度であり、かつ二点間において大きな海底地形の変化が生じておらず、おおむね平坦な海底が維持されていた（図 4.2）。そのため、該当期間の各時刻において、二点間での各周波数成分の波速はほぼ一定であるとみなせる。そこで、本ケースでは Goda & Suzuki (1977)に基づき長周期波の入反分離を行い、入射長周期波 $\eta_{IG,+}$ および反射長周期波 $\eta_{IG,-}$ を求め、それらから入射長周期波波高 $H_{IG,+}$ および反射長周期波波高 $H_{IG,-}$ を計算した。本ケースでは流速データが得られておらず、あくまで 2 点の水位変動データに基づく入反分離であり、長周期波波高が著しく小さい時にはノイズの影響を受け、特に低周波数領域で大きな誤差を生む。そのため本研究では、推定された入射波もしくは反射波の周波数成分の振幅が、P2, P3 で観測された各周波数成分の振幅の 2 倍以上になる場合については、該当周波数成分を無視している。

2 章でまとめたように、勾配斜面での拘束波の増幅率は、水平床上での拘束波の解に基づく水深依存および線形長波の浅水変形に基づく増幅率の間の値をとることが知られている。拘束波の理論解は $kh \ll 1$ の仮定の下で摂動展開し高次の項を無視すれば、

$$\eta_{IG} = -\frac{S_{xx}}{\rho(gh - c_g^2)} \sim -\frac{S_{xx}}{\rho gh(kh)^2} \propto -\frac{S_{xx}}{\rho \omega^2 h^2} \quad 5.1$$

となる(Battjes et al., 2004). そのため, ラディエーション応力が $S_{xx} \sim H_0^2$ と評価できることを考慮すれば, $H_{IG} \sim H_0^2 T_0^2$ が予想される. そこで, 図 5.3 には沖波特性 $H_0^2 T_0^2$ に対し入射長周期波波高 $H_{IG,+}$ をプロットしている. また, プロットの色は h/h_b を示しており, 1 を境にマーカーを変え, 図内にはそれぞれのプロットに対し近似直線を追記している. 観測点が碎波帯外に位置したケース (四角) では, 入射波高はおおむね $H_0^2 T_0^2$ によって線形にスケールアップされていることが分かる. 近似曲線の y 切片が完全に 0 となっていないのは, 入射波が小さくとも沖合から自由長周期波が入射しているためと考えられる. 一方, $h/h_b < 1$ に対応する碎波帯内に観測点が位置したケース (丸) では, $H_0^2 T_0^2$ に対して単調に増加していることは確認できるが, 碎波帯外に位置したケースでの近似直線と比較して著しくその傾きが小さく, かつ $H_{IG,+}$ が大きく減少していることが分かる. これは前述のように, 短周期波の碎波に伴い, 碎波帯内で長周期波の減衰が生じたことによると考えられる.

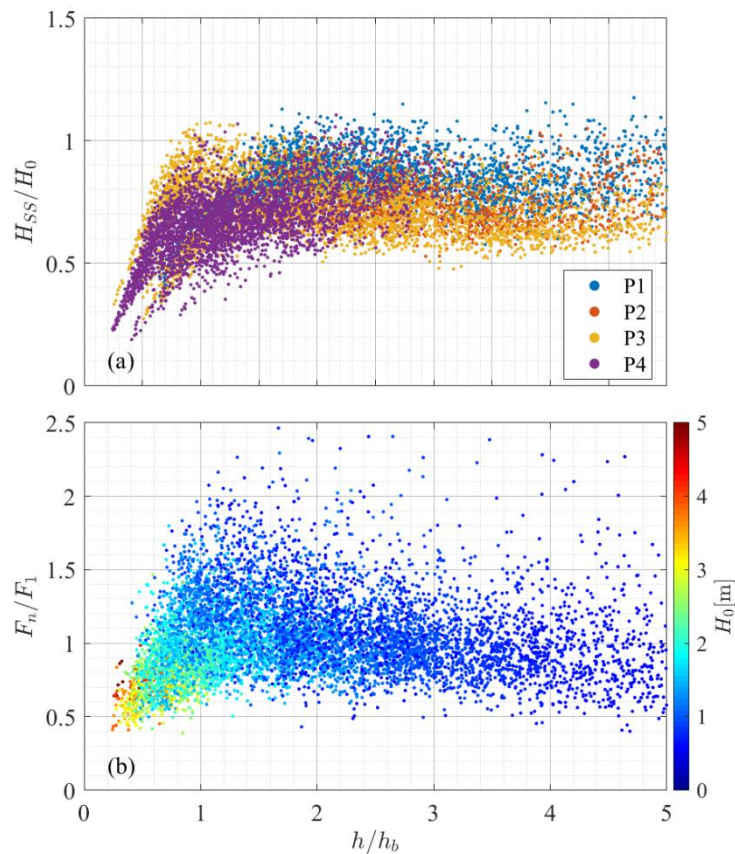


図 5.1 碎波帯内・外での変化
(a) H_{SS}/H_0 の変化. (b) F_n/F_1 の変化.

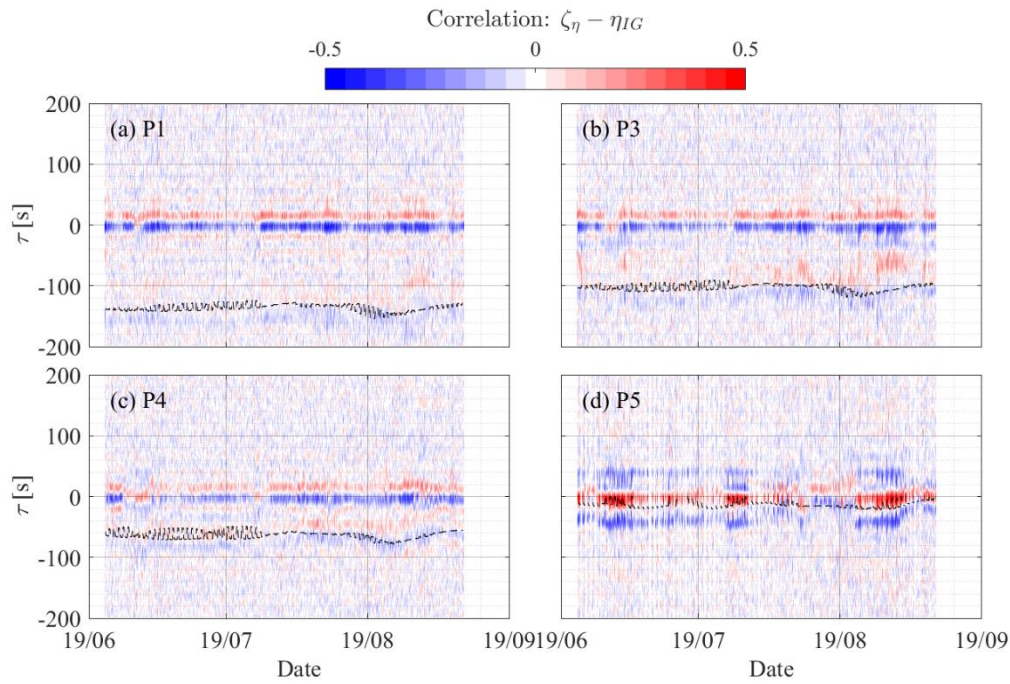


図 5.2 波群包絡線と長周期波の相互相関

(a-d)P1, P3-P5 に対応. 黒の破線は長波理論に基づく汀線までの往復伝播時間.

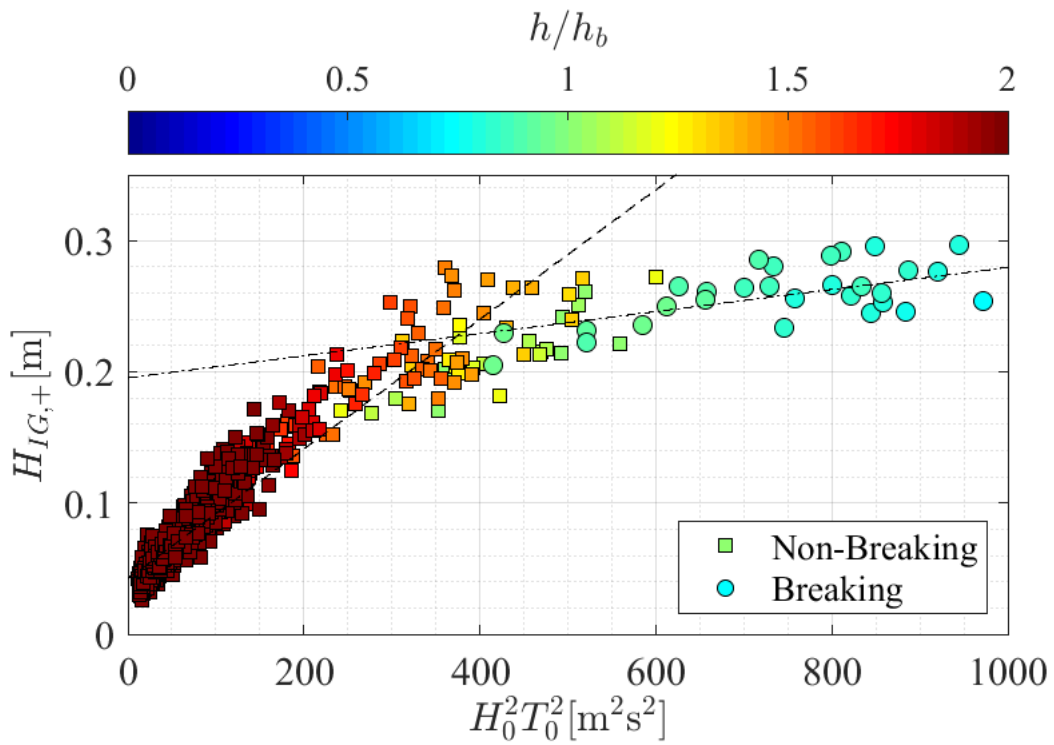


図 5.3 入射長周期波波高のスケーリング

碎波帯内での長周期波の減衰については、入反分離を行った期間において $R = H_{IG,-}/H_{IG,+}$ により反射率 R を求め分析を進める。図 5.4 には長周期波反射率の潮位に対する比較を示す。なお、各プロットの色は入射長周期波波高を表している。ここからわかるように、入射長周期波波高がおおむね同程度となるプロットを比較すると、反射率 R は潮位に対して正の相関を示していることが分かる。前浜勾配に凹面を擁する自然海浜では、潮位増加に伴い前浜勾配が増加するため、こうした反射率の潮位との正の相関が生じることが既往研究から示唆されている(Thomson et al., 2006)。そこで、本研究においては A. van Dongeren et al. (2007) による無次元海底勾配 β_H (式 2.3) と反射率 R の比較を行った。また、長周期波の周波数別の結果を分析するため、長周期波の周波数に応じ 0.02 Hz を境に LIG (0.005–0.02 Hz) および HIG (0.02–0.04 Hz) の二つの周波数グループを設け、それぞれについて R および β_H を計算した。なお、それぞれの周波数グループの代表長周期波周波数については、式 3.8 に基づくモーメント周期により与えた。以上の結果を図 5.5 に示す。なお、図内には A. van Dongeren et al. (2007) による反射率の予測式も黒の破線により示している。ここからわかるように、黒で示した長周期波の周波数領域全域で計算した場合の反射率は、全体的に予測式を下回る結果となったが、 $\beta_H < 3$ 程度の条件下では β_H の減少に伴い R は明確に減少しており、より勾配の緩い斜面において顕著に減衰が生じたことが分かる。また、赤および青で同図内に示している二つの周波数グループを見てみると、LIG グループはほぼ $\beta_H > 3$ の領域に分布しており、1 に近い R が確認できるが、一方で HIG グループでは $\beta_H < 3$ 程度の領域で R が著しく減少していることが分かる。以上の結果から、観測された碎波帯内での長周期波エネルギーの減衰は海底勾配により大きく左右され、特に比較的周期の短い長周期波周波数領域で生じていたことが示された。

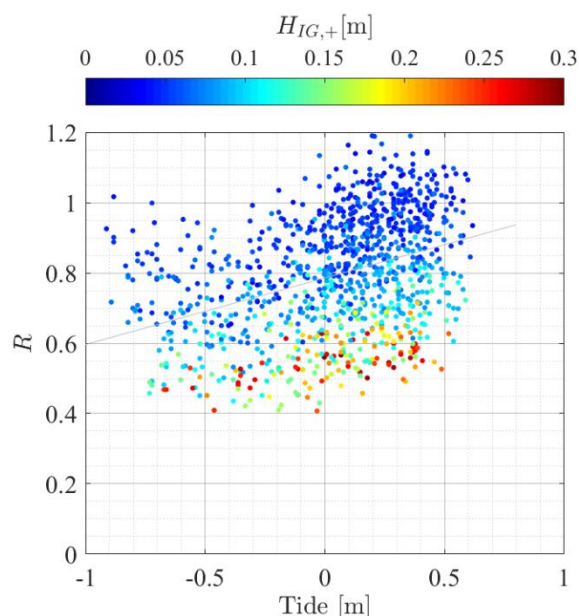


図 5.4 潮位による反射率の変動

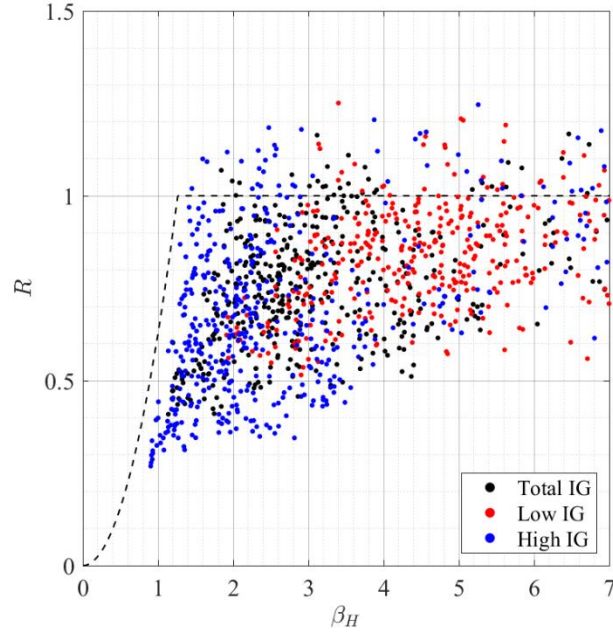


図 5.5 β_H による反射率の変化

本研究ではさらに詳細な長周期波のエネルギー収支についてバースペクトル解析を用いて分析した。ここでは潮位変動が極大値をとる各満潮時を中心とした 7 時間のデータセットに対してバースペクトル解析を行い、式 3.16 に基づいて長周期波へのエネルギー遷移を P1-P5 の各波浪観測地点において定量的に評価した。この分析の中では、各満潮時・各観測点において推定されたバースペクトルにおいて、95%信頼区間を越えるバイコヒーレンスが得られた周波数の組み合わせのみ、式 3.16 の積分に用いている。

式 3.16 では、各周波数成分に対するエネルギー流入の合計を $S_{nl,f}$ としているが、長周期波の関わるエネルギー流入・流出については、長周期波からより周期の長い長周期波へのエネルギー流入に準ずる式 3.16 の右辺第一項を無視すれば、下記の 3 つの項に分けることが出来る。まず一つが、 $\Im[B(f', f)] < 0$ となる $B(f', f)$ に対し、

$$S_{nl,+f} = \frac{3\pi f}{h} \Im \left[-2 \int_0^{\infty} B(f', f) df' \right] \quad 5.2$$

によって与えられるエネルギー流入項であり、 f' Hz および $f + f'$ Hz からのエネルギー遷移の合計に対応している。これが波群発達にともなう長周期波の生成・発達要因となる。一方減衰要因については、 $\Im[B(f', f)] > 0$ となる $B(f', f)$ に対し次の 2 式によって与えられる。

$$S_{nl,-1,f} = \frac{3\pi f}{h} \Im \left[2 \int_0^{f_{IG}} B(f', f) df' \right] \quad 5.3$$

$$S_{nl,-2,f} = \frac{3\pi f}{h} \Im \left[2 \int_{f_{IG}}^{\infty} B(f', f) df' \right] \quad 5.4$$

ここで上記 $S_{nl,-1,f}$ および $S_{nl,-2,f}$ については、正方向が長周期波からのエネルギー流出に対

応するよう定義している。一つ目の式は、長周期波周波数領域の2成分同士の干渉に伴うエネルギーの流出に準ずる項であり、長周期波の前傾化・砕波に伴う自身の superharmonic 成分に対するエネルギー流出に準ずる。二つ目の式は、長周期波と短周期波の2成分の干渉に伴うものであり、長周期波から短周期波側へのエネルギー流出に準ずる。図 5.6 には、それぞれの項 $S_{nl,f}$, $S_{nl,+f}$, $S_{nl,-1,f}$, $S_{nl,-2,f}$ についてそれぞれ長周期波周波数領域で積分したものを S_{nl} , $S_{nl,+}$, $S_{nl,-1}$, $S_{nl,-2}$ とし、図 5.1 と同様に各時刻の h/h_b に対してプロットしている。

まず、長周期波の周波数成分全体に対するエネルギー収支を表す S_{nl} についてみると、 $h/h_b > 1$ の砕波帯外に対応する領域では明確な長周期波へのエネルギー流入がみられ、拘束波として長周期波が発達したことに対応している。一方、 $h/h_b < 0.6$ 程度の砕波帯内の領域においては、P5 において特に明瞭な長周期波からのエネルギー流出が進んだことが確認でき、砕波帯外で長周期波が増幅し砕波帯内で減衰したという、図 5.1 で示唆された結果におおむね対応する結果が得られている。砕波帯内の $0.6 < h/h_b < 1$ の一部領域では $S_{nl} > 0$ となる点を確認できるが、これは沿岸砂州上での砕波後に波群の再発達が生じたことによると考えられる。

短周期波から長周期波へのエネルギー流入項を表している $S_{nl,+}$ を見てみると、 $h/h_b < 3$ 近傍から増加し始め、ほぼ砕波点にてそのピークを迎え、砕波帯内においては減少している。これは、波群を形成する短周期波からのエネルギー流入により拘束波が発達し、やがて短周期波の砕波に伴う波群構造の崩壊により長周期波へのエネルギー流入が小さくなることを反映している。一方、長周期波からのエネルギー流出に対応する $S_{nl,-1}$, および $S_{nl,-2}$ の空間分布を図 5.6(c, d) に示している。ここでは、それぞれ縦軸の大きさが異なることに注意されたい。この図からわかるように、どちらも砕波帯内、特に P5 において顕著に増加しており、長周期波は砕波帯内において減衰したことがわかる。また、 $S_{nl,-1}$ と $S_{nl,-2}$ を比較してみれば、 $S_{nl,-2}$ のほうが 10 倍程度大きな値を示していることが分かる。つまり、これまで既往研究によって明らかになってきた二つの長周期波の減衰メカニズムのうち、短周期波の砕波に伴う短周期波へのエネルギー流出が、長周期波減衰における支配的メカニズムであったことが示された。もう一つのメカニズムの長周期波の倍周波数成分の生成に伴う減衰は、観測地点となった P5 では長周期波波高が水深に比べ小さく、長周期波の前傾化が進まなかったため小さくなったと考えられる。

以上の分析結果から、この波崎海岸における長周期波は、砕波帯外では拘束波として生成し発達した一方、砕波帯内では短周期波の砕波により拘束長周期波の減衰が顕著に生じていたことが分かった。

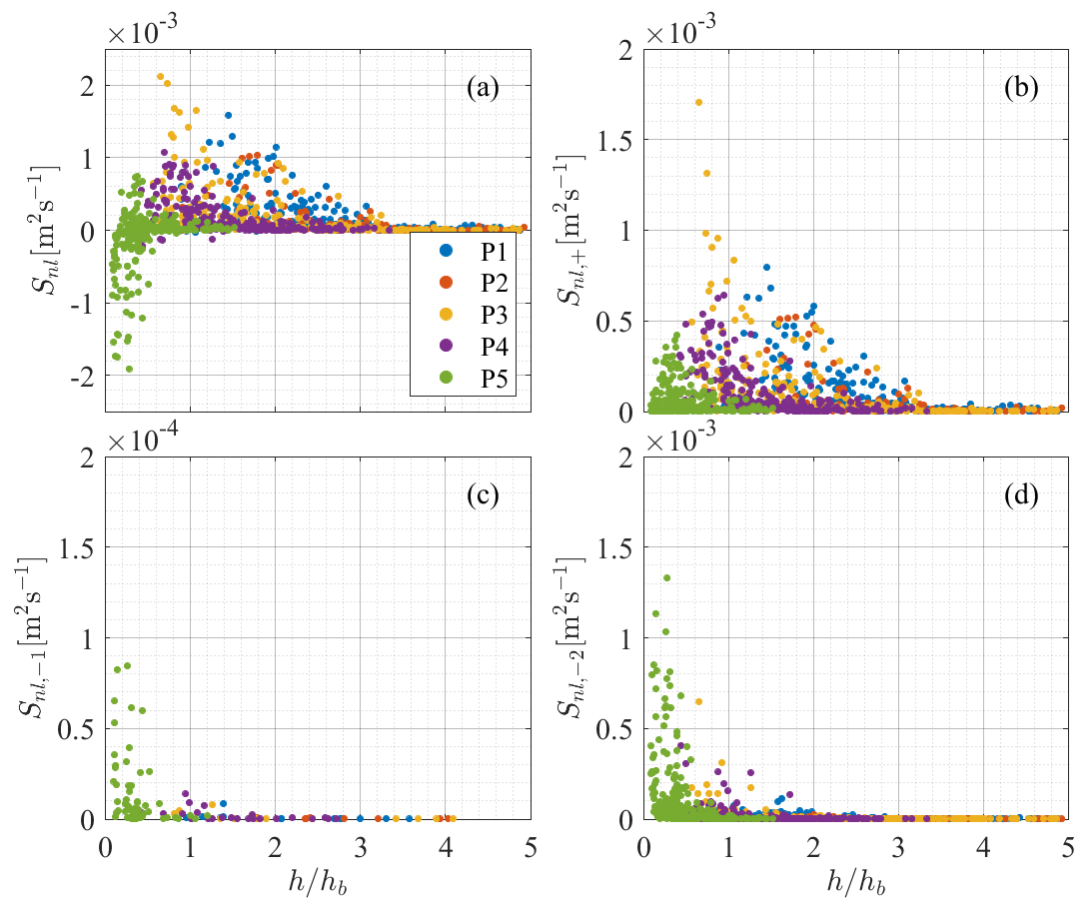


図 5.6 バイスpekトル解析に基づく長周期波に対するエネルギー流入・流出

(a) S_{nl} . (b) $S_{nl,+}$. (c) $S_{nl,-1}$. (d) $S_{nl,-2}$.

5.1.2. 沖波諸量・スペクトルの影響

ここでは沖波諸量およびスペクトル形状による拘束波の増幅および減衰への影響について分析を行う。ここでは沖波波高 H_0 、沖波周期 T_0 に加え、スペクトル幅のパラメータの一つである frequency spreading (以下, $FSPR$) を分析の対象とする。 $FSPR$ は、 T_{02} を $T_{02} = (m_{0,f}/m_{2,f})^{1/2}$ により与えられる二次モーメント周期とした時、

$$FSPR = \frac{|\int_0^\infty PSD(f)e^{2\pi ifT_{02}} df|}{\int_0^\infty PSD(f) df} \quad 5.5$$

により与えられる変数である。スペクトルが単峰性の鋭いピークを持つとき、 $FSPR$ は1に近づき、ピークが鈍くなると0に近づく。

以上の式から決まる $FSPR$ を用い、長周期波の生成・発達に対する沖波スペクトル形状の影響について、長周期波の各周波数成分へのエネルギー流入を表す $S_{nl,+f}$ (式 5.2) をもとに議論を進める。図 5.7 には、P0 での $FSPR$ に対し、栈橋上沖側端の観測点である P1 での、長周期波への総エネルギー流入量に対する各周波数成分へのエネルギー流入量の割合を比較している。ここでは長周期波の代表的な周波数として $f = 0.01, 0.02, 0.03, 0.04$ Hz を設定し、それぞれを中央に $\pm\Delta f/2 = \pm 0.005$ Hz の範囲で $S_{nl,+f}$ を積分したものを各長周期波周波数成分へのエネルギー流入量としている。まず顕著な傾向として、 $FSPR$ に関係なく、より周波数が高い周波数成分に対してより大きなエネルギー流入が生じていることが分かる。さらにそれに加えて、周波数ごとによって、 $FSPR$ に対して異なった傾向が確認される。0.01, 0.02 Hz での比較を見ると、 $FSPR$ に対してエネルギー流入の割合には正の相関がみられ、より $FSPR$ が大きいほど、つまり沖波スペクトルが狭いスペクトル幅を形成しているときほど、より周波数の小さい長周期波成分へのエネルギー流入が増加することが確認できた。一方、明確な逆の傾向が 0.04 Hz において確認できており、スペクトル幅が広がると、より周波数の大きい長周期波へのエネルギー流入が生じていたことが分かった。これは、長周期波は基本的に二つの短周期波成分の差の周波数成分として発達するため、スペクトル幅が広い場合にはより大きい周波数に対応する波群が発達しやすくなることによるものである。

以上のようなスペクトル幅による長周期波へのエネルギー流入の違いは、沿岸で観測される長周期波波高・周期にも影響している。図 5.8 には、観測期間を通じた沖波特性に対する P4 での長周期波特性の変化を示している。P4 は沖波波高が 1 m 前後での条件では碎波帯外のもっとも岸側に位置し、沿岸での非線形干渉の影響が最も顕著に表れると考えられる。それぞれ縦軸・横軸は沖波特性を表すパラメータに対応しており、各時刻における長周期波特性を表すパラメータをカラーマップで示している。まず図 5.8(a)に示している長周期波波高についてみると、P4 での長周期波波高は沖波波高 H_0 の増加によって増加する傾向が確認できる一方で、同一の沖波波高条件下で比べると、沖波周期の逆数によって与えた沖波周波数 f_0 の減少に伴い増加する傾向が確認できる。これは図 5.3 で示した、長周期

波高の $H_0^2 T_0^2$ によるスケーリングと対応する結果である。一方、図 5.8(b)には沖波波高で無次元化した長周期波波高について、横軸に $FSPR$ をとり f_0 および $FSPR$ に対する長周期波の応答を示している。図 5.8(b)を見ると、前述のように沖波周期の増加に伴い長周期波波高は増大するが、さらに $FSPR$ の減少によっても長周期波波高が増大していることが分かる。

また、長周期波の平均周波数 f_{IG} についても同様の分析を行っている。ここで f_{IG} は式 3.8 に基づき長周期波のモーメント周期より求めた。まず単純に f_0 との比較を見てみると、 f_0 の減少に伴い f_{IG} も減少している（図 5.8(c)）。一方、 f_0 で無次元化した長周期波周波数に対し、 $FSPR$ との比較を見てみると、 $FSPR$ の減少に伴い長周期波周波数が増加していることが分かる。以上の結果から、同一の沖波波高および沖波周期の条件下であっても、沖波のスペクトル幅の違いによって沿岸での長周期波特性が変化しうることが分かる。特にスペクトル幅が広くより多様な周波数成分が入射した場合には、より周期が短く波高の大きい長周期波が発達していたということになる。これは前述のバイスペクトル解析に基づくエネルギー流入量の分析結果と整合するものである。

以上の傾向は、長周期波周期に対する拘束波の増幅率の違いによって説明されうる。Battjes et al. (2004)は水槽実験による結果から、より周期の短い長周期波ほど浅水変形領域で大きく増幅することを示しており、今回の図 5.7 からも同様の結果が得られている。また、同図や図 5.8 からわかったように、 $FSPR$ が小さい条件では周期の短い長周期波がより発達しやすくなる。そのため入射波スペクトルが広いスペクトル幅を持つ場合には、より浅水変形で増幅しやすい周期の短い長周期波が生成され、沿岸部での長周期波の増幅率が大きくなり結果として長周期波遡上へと影響することを、Guza & Feddersen (2012)や Ruju et al. (2019)は数値実験から示している。これらの傾向はあくまで数値実験から示唆された結果であり、現地でその影響を評価した例はないが、本ケースにおいては現地海岸での沿岸波浪観測データから明確にその傾向が確認できている。つまり、 $FSPR$ の減少に伴い比較的周期の短い長周期波の生成が確認され、その条件下では長周期波の波高も $FSPR$ が大きいケースと比較して明確に増幅していることを現地観測からも確認することが出来た。

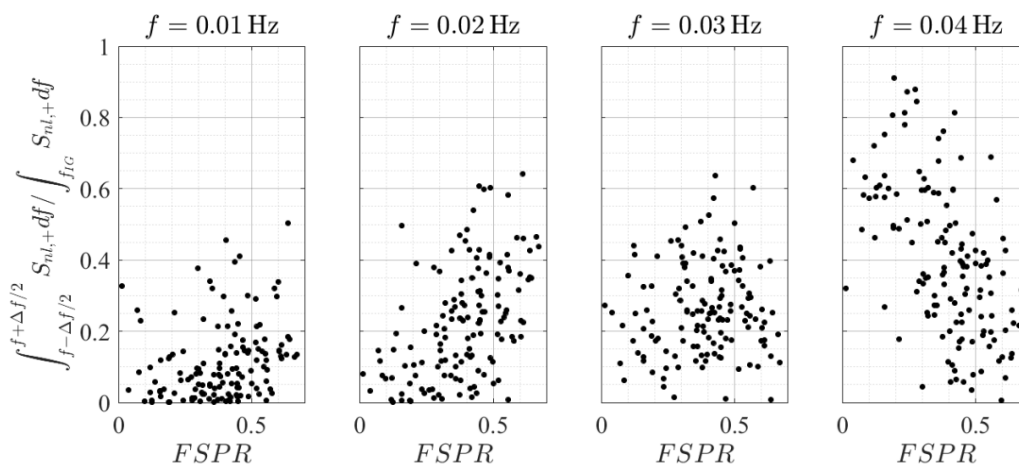


図 5.7 長周期周波数成分ごとのエネルギー流入項の $FSPR$ との関係

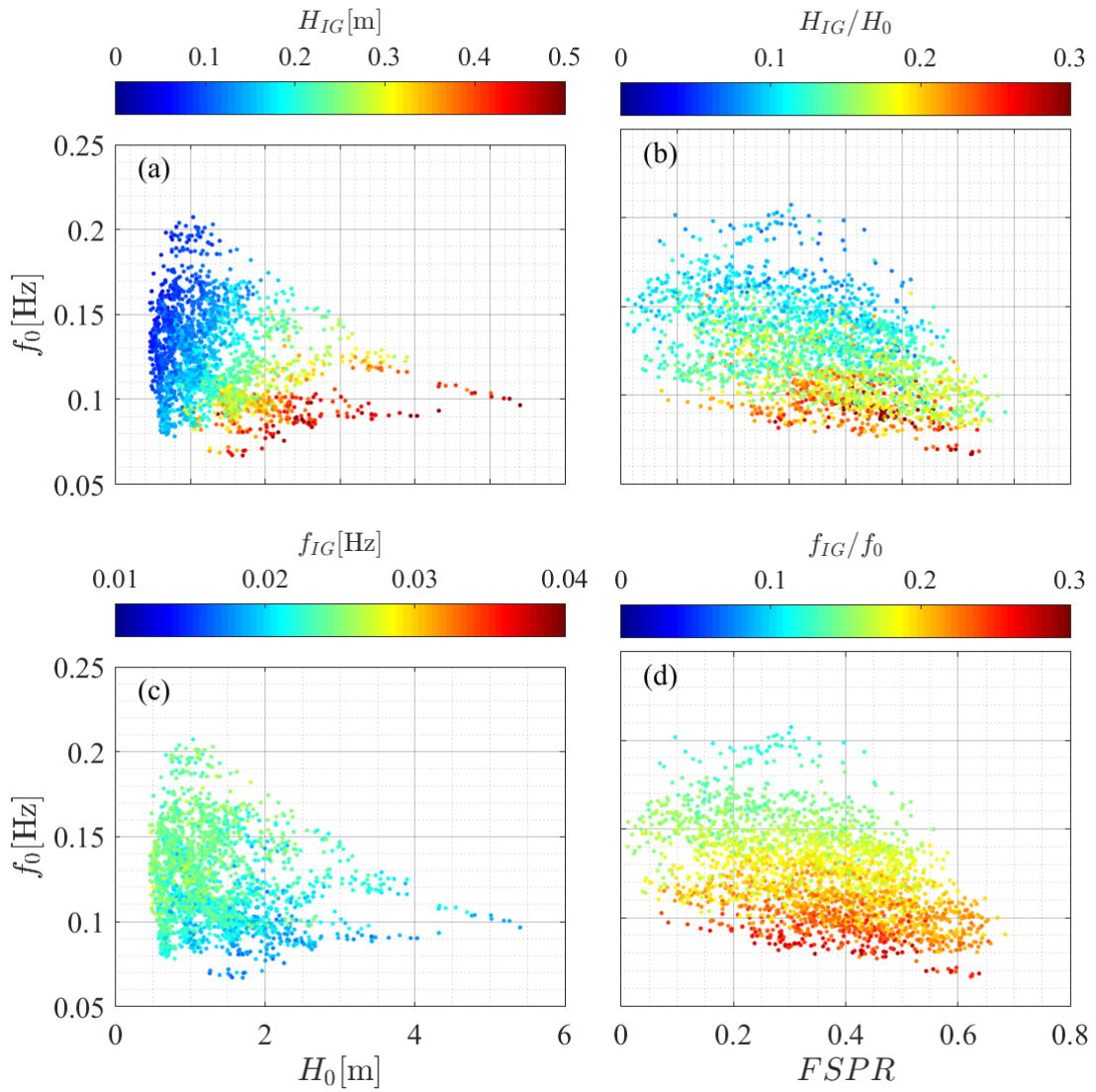


図 5.8 長周期波波高・周期の沖波スペクトルによる変化
 (a) H_{IG} に対する H_0 , T_0 の影響. (b) H_{IG} に対する $FSPR$ の影響.
 (c) T_{IG} に対する H_0 , T_0 の影響. (d) T_{IG} に対する $FSPR$ の影響.

5.1.3. 長周期遡上端変動への沖波特性の影響

これまでには沖波特性の違いが沿岸部での長周期波に与える影響を分析してきたが、ここではさらに長周期の遡上端変動 S_{IG} が沖波によりどう変動するかを分析する。まず初めに、最も一般的に使われている Stockdon et al. (2006)による経験式との比較を図 5.9 に示す。この図からわかるように、ばらつきはあるものの、汀線の長周期変動 S_{IG} は Stockdon et al. (2006)によって提案された $\sqrt{H_0 L_0}$ 、つまり $\sqrt{H_0 T_0}$ によっておおむね良好にスケールリングできることが分かる。この結果は、先述のような碎波帯外の入射長周期波波高に対して良好な結果が得られた $H_{IG,+} \sim H_0^2 T_0^2$ とは異なる結果となっている。つまり、沖波波高・周期の変化に対して長周期の遡上端変動の変化は、沿岸長周期波波高と比較して鈍くなっていることが分かり、図 5.4 や図 5.5 において示された入射波高の増大に伴う減衰率の増加が影響していることが示唆される。

また、図 5.10 には Stockdon et al. (2006)による経験式に基づき、 $\sqrt{H_0 L_0}$ に対する S_{IG} のばらつきについて、 $FSPR$ との比較を示す。個々のデータについて、沖波波高に基づき低波浪時 ($H_0 < 1.2$) および高波浪時 ($H_0 > 1.2$) に分けそれぞれの結果について図示している。この基準とした波高 1.2 m はおおむね観測期間の中央値に対応している。図からわかるように、前述のような $FSPR$ の減少に伴う長周期波波高の増大と比較して、長周期波遡上への $FSPR$ の影響は小さいが、低波浪時には両者の間には緩やかな負の相関が確認される。つまり、 $FSPR$ の小さいケースではより大きな長周期遡上端変動が引き起こされていたことが示唆される。一方、高波浪時のデータを見てみると無相関となっており、長周期波遡上のスペクトル形状への依存は見られていない。以上の結果は、今回考慮していない波向や地形変化の影響も含んでいるためにばらつきが大きいと考えられるが、波高の増大に伴い長周期波遡上の沖波スペクトル形状への依存が小さくなることを示唆する結果と言える。

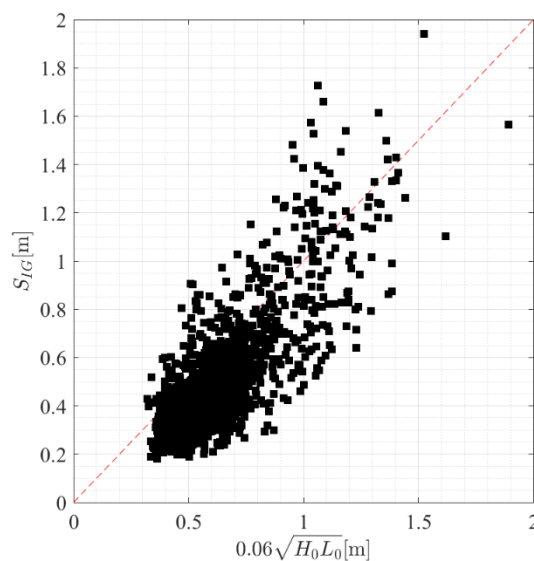


図 5.9 Stockdon et al. (2006)に基づく長周期波遡上のスケールリング

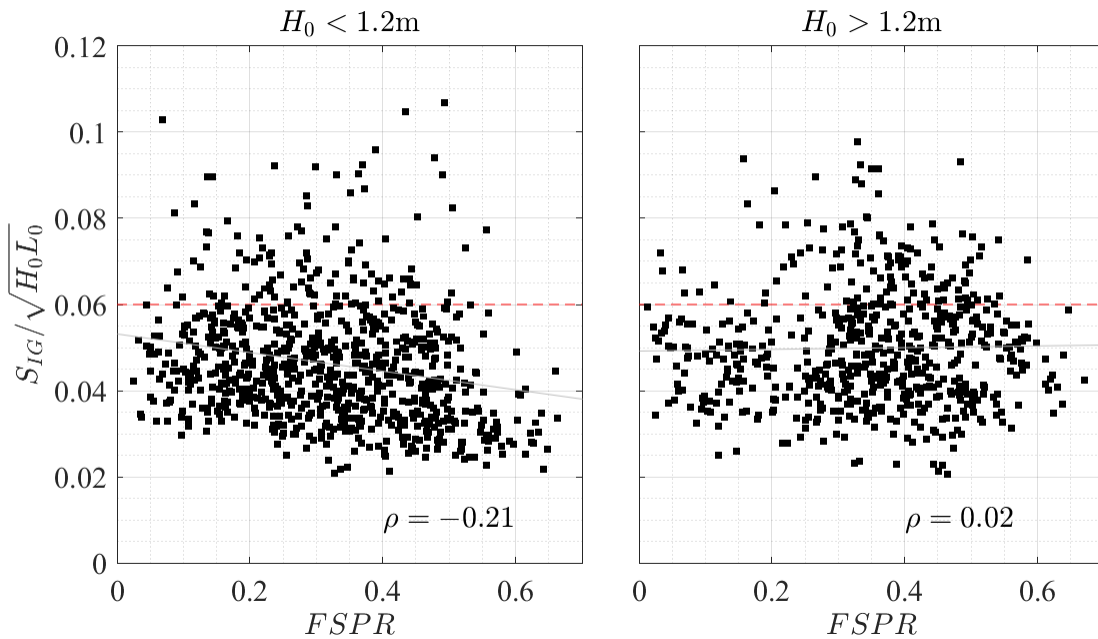


図 5.10 スペクトル幅の違いによる長周期遡上端変動の応答

こうしたプロセスを引き起こす要因を探るため、P2-P3 間での長周期波の入反分離の結果に基づき、入射長周期波の各周波数成分の長周期波遡上への寄与を分析した。ここでは入反分離を行った期間内において、各時刻における入射・反射長周期波および遡上端変動の各周波数成分（0.01–0.04 Hz）のフーリエ振幅の大きさを比較している。各周波数成分のフーリエ振幅は、パワースペクトル密度 $PSD(f)$ に対し、 $\sqrt{PSD(f)\Delta f}$ によって与えた。ここで Δf は周波数刻み幅でありここでは 0.01 Hz としている。この Δf を同一の値とすれば、入射波振幅に対する汀線変動の振幅の応答を直接求めることが出来る。

非碎波で減衰が生じない条件下での入射波振幅に対する汀線変動の応答については、Keller & Keller (1964) に基づく遡上端変動の理論解に基づき予測が可能である。この理論解は線形長波領域において一様水深部 (= h_0) から一様勾配斜面 (= $\tan \beta$) に入射する微小振幅の規則波 (角周波数 ω) を仮定したもので、入射波振幅に対する遡上端変動の応答は下記の式によって与えられる。

$$\frac{R_0}{H_0} = \left(J_0 \left(\frac{2\omega}{\tan \beta} \sqrt{\frac{h_0}{g}} \right)^2 + J_1 \left(\frac{2\omega}{\tan \beta} \sqrt{\frac{h_0}{g}} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \quad 5.6$$

ここで R_0 は打ち上げ高、 H_0 は入射波波高であり、 J_0 および J_1 は第一種ベッセル関数である。この式ではより周波数の大きい成分がより大きな遡上端変動を引き起こすこととなる。ここでは、本式を入射長周期波の各周波数成分の振幅に対する遡上端変動の応答の予測式として用いる。 h_0 については P2-P3 での平均水深を用い、 $\tan \beta$ については P3 から汀線までの

平均勾配として 1/50 を与えている。

図 5.11 に、入射波長周期波および反射長周期波のフーリエ振幅と遡上端変動のフーリエ振幅を、0.01–0.04 Hz の 0.01 Hz 刻みの各周波数において比較した結果を示している。図内には、式 5.6 によりそれぞれの周波数に対し求めた、入射波振幅に対する汀線変動の応答予測を赤の破線で示している。まず、反射長周期波成分と遡上端変動の比較から先に説明する。図からわかるように、散布図のばらつきは一部に残るが、いずれの周波数においても遡上端変動のフーリエ振幅は、式 5.6 に基づく応答予測によりおおむね良好に説明できることが分かる。式 5.6 の理論解の導出の過程では、入射波成分の減衰はなく、汀線部での完全反射を仮定した線形な方程式をもとにしているため、入射波の振幅は反射波の振幅に等しくなる。そのため、この反射長周期波と遡上端変動の式 5.6 に基づく相関を示す結果は、本海岸において「入射長周期波の発達・減衰が全く生じず完全反射が生じる」と仮定すれば、入射長周期波の振幅と遡上端変動の振幅の関係が、同様に式 5.6 によりおおむね評価できるはずであることを示唆している。つまり、入射長周期波の振幅に対する遡上端変動の評価基準に式 5.6 を用いることの妥当性を示す結果と言える。

しかし、実際の結果は周波数によって大きく異なる。最も周波数の小さい 0.01 Hz における入射波フーリエ振幅と遡上端変動フーリエ振幅を比較してみると、反射波との比較と同様に、大まかには式 5.6 に基づき比例関係にあることわかる。つまり、この周波数成分については P3 からの伝播過程において、顕著な増幅・減衰は差し引きで起きていないことが示唆される。一方で最も周波数の大きい 0.04 Hz 成分での比較を見てみると、入射波振幅の増加に伴い、遡上端変動の振幅の増加は式 5.6 による応答予測とくらべ鈍くなっていることが分かる。同様の傾向は 0.02 Hz, 0.03 Hz でも確認できており、周波数の増加に伴い応答の鈍化が顕著になっている。一方で、色で示している式 2.3 により求めた無次元海底勾配 β_H に注目してみると、 β_H が大きい条件では 0.04 Hz の周波数成分においても遡上端振幅は応答予測に近くなっていることが分かる。以上の結果は、図 5.5 にも示したように、長周期波の減衰率（もしくは反射率）が周波数成分に大きく依存していることによるものである。つまり、比較的周期の短い 0.04 Hz 程度の長周期波成分については、無次元海底勾配 β_H が大きい条件では減衰量はさほど小さくなく、入射長周期波に対する遡上端変動の応答は式 5.6 によりおおむね評価できる一方で、無次元海底勾配が小さい条件、特に入射長周期波の振幅が大きい条件では、遡上端変動の応答が砕波帯内での長周期波減衰に伴い著しく小さくなっていることが分かる。

また、同程度の入射長周期波振幅での遡上端変動の応答を周波数成分間で比較してみると、減衰が小さくなる β_H が大きい条件では、式 5.6 に基づき平均的にはより大きな遡上端変動が高周波数側で生じている。一方で、減衰が大きくなるような入射波振幅が大きい条件では（例えば図内、0.02 m）、高周波数成分の減衰に伴い、より低周波数成分においてより大きな遡上端変動が生じることが示唆されている。

以上の議論より、*FSPR*による長周期遡上端変動 S_{IG} への影響を再考する。*FSPR*の減

少、つまりスペクトル幅の増加が S_{IG} の増加に寄与しうる要素としては二つ挙げられる。まず、スペクトル幅の増加に伴い、水深の低下に伴う増幅率が大きい比較的周期の短い長周期波が生成・発達することで、入射長周期波の増大が起きうる (図 5.7)。さらに、同程度の入射波長周期波の波高であったとしても、周期の短い長周期波成分が支配的になれば、遡上端変動は式 5.6 に基づき大きくなる。一方、スペクトル幅の増加に伴い周期の短い長周期波成分が支配的になると、より砕波帯内での減衰量が大きくなり (図 5.5)、結果として S_{IG} の減少にも寄与する。以上まとめたように、 $FSPR$ の変化は S_{IG} の増加・減少にそれぞれ寄与しうるため、結果として図 5.10 のように $FSPR$ と $S_{IG}/\sqrt{H_0L_0}$ の相関が小さくなったと考えられる。つまり、長周期波の減衰がわずかな低波浪時には、 $FSPR$ と $S_{IG}/\sqrt{H_0L_0}$ の間に弱い負の相関が確認できたように、 $FSPR$ の減少による S_{IG} 増加への影響が支配的となった。一方で長周期波の減衰が大きくなるような高波浪時には、 $FSPR$ の減少による S_{IG} 低下への影響が強くなり、結果として $FSPR$ と $S_{IG}/\sqrt{H_0L_0}$ はほぼ無相関となったと考えられる。

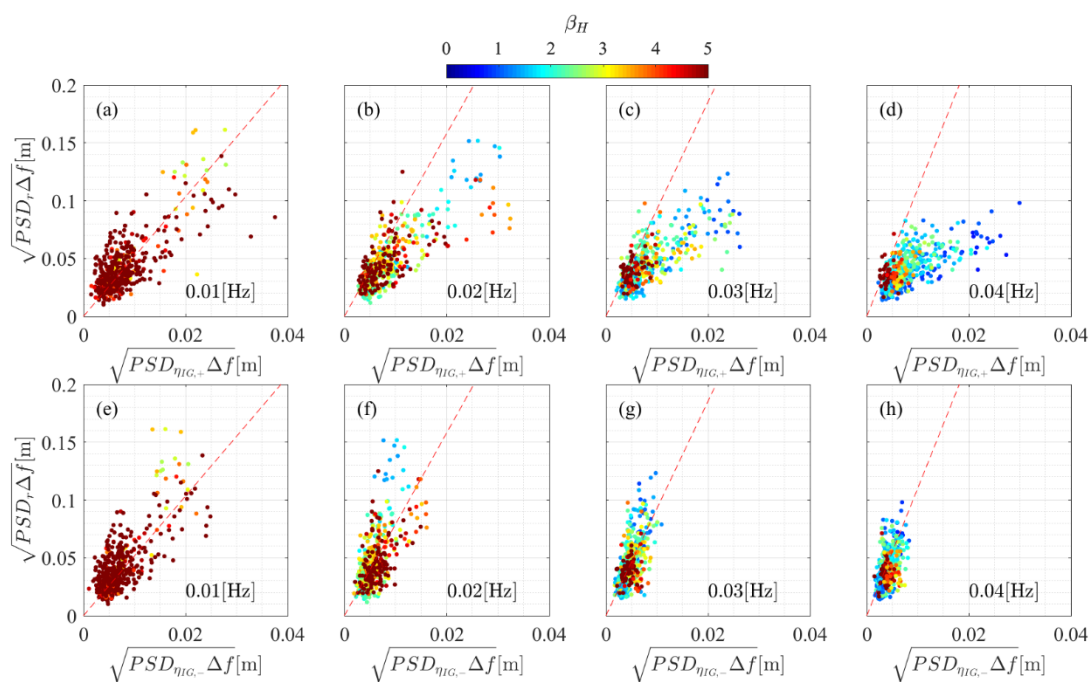


図 5.11 入射・反射長周期波と遡上端変動のフーリエ振幅の比較

(a-d)入射長周期波と遡上端変動の比較。(e-h)反射長周期波と遡上端変動の比較。

5.1.4. まとめ

本節では、波崎海岸における波・遡上の長期観測データをもとに、沿岸長周期波および長周期波遡上へ沖波特性が与える影響を議論した。沿岸波浪の観測データからは、砕波帯外で短周期波から長周期波へのエネルギー流入が生じその増幅を招いた一方で、砕波帯内では顕著に減衰していることが分かった。長周期波の生成・発達メカニズムとしては拘束波理論が支配的であり、砕波帯外での長周期波波高については水平床での理論解に対するスケーリングをもとに、 $H_0^2 T_0^2$ により評価できることが分かった。一方、減衰メカニズムについては、短周期波の砕波に伴う短周期波へのエネルギー流出が支配的な要因であり、長周期波のなかでもより周期の短い周波数成分ほど顕著に減衰していることが分かった。また、長周期波波高・周期については沖波波高・周期のみならず、沖波のスペクトル幅が影響を与えていることが分かった。スペクトル幅が広い条件では、水深の低下により増幅しやすい周期の短い長周期波へのエネルギー流入が引き起こされ、結果として沿岸での長周期波の増幅を招いていた。

加えて、長周期の遡上端変動についても沖波特性の影響を分析している。長周期遡上端変動 S_{IG} は、既往研究にもあるように $\sqrt{H_0 L_0}$ におおむね比例しており、沿岸長周期波波高に対するスケーリング ($H_0^2 T_0^2$) と比較して長周期波の減衰が顕著に影響していることが示唆された。また、スペクトル幅の広がりに伴い S_{IG} が長周期波波高と同様に増加することを示唆する、緩やかな負の相関が低波浪時に確認された一方で、高波浪時には相関は確認できなかった。これは長周期波の減衰が小さい条件下では、増幅しやすくかつ遡上しやすい周期の短い長周期波が発達し、それが遡上端変動に寄与する一方、長周期波の減衰が大きい条件下では、周期の短い長周期波は顕著に減衰しやすく、結果として遡上端変動への寄与が小さくなることによるものであることが分かった。

こうした議論は、数値モデルを用いた数値実験をもとにこれまで行われてきており (Guza & Feddersen, 2012; Ruju et al., 2019)、スペクトル幅を表すパラメータの導入により長周期波遡上の改善が試みられている。しかし、そうした検討の例は少ないうえ、実際の現地観測データを用いて分析された例はない。今回の結果からは、確かに低波浪時に減衰が小さい条件ではスペクトル幅の増大が S_{IG} の増大に寄与したことが示唆されたが、工学的に重要な高波浪時には減衰の影響が顕著であり、その影響は小さくなっていることが分かった。今後はこうした知見をもとに、一連の入射長周期波の増幅と減衰の周波数依存性をモデル化することで、長周期波遡上予測の精度向上と合理化が図られると考えられる。

5.2. 地形・潮位による影響：平塚海岸

急勾配海浜と沿岸砂州を擁する平塚海岸での観測結果（4.2 章）からは、既往の知見とは逆の傾向の低潮位時の長周期波の増大を始めとして、潮位変動が沿岸波浪に大きく影響を与えていることが確認出来ている。そこでこの特徴的な地形を持つ海岸での長周期波の生成・減衰過程に注目し、それらが地形・潮位にどう影響されているのかを議論する。

5.2.1. 観測データに対する分析

長周期波の生成過程を把握するため、浅海部の観測点における波群包絡線 ζ_η と長周期波 η_{IG} の相互相関を求めた。図 5.12 が示すように、最も汀線に近い観測点 P4 を除く観測点 P1 から P3 においては、明瞭な負の相互相関のピークが二つ、各時間帯において確認できる。一つは $\tau = -10 \sim 0$ でのピークであり、このピークは長周期波が波群包絡線と負の相関を持つ拘束波として発達したことを明瞭に示している。沿岸砂州岸側の観測点である P3 において、最低潮位となった 0 時付近においては $\tau = 0$ においては正の相関に転じているが、これは長周期波の谷に位置する高波浪が、沿岸砂州の上での碎波によって減衰したことによると考えられる。もう一つのピークはそれぞれの観測点において長波理論に基づく汀線までの往復時間 $\tau = -\tau_{lw}$ において明確に確認できる。これは、 τ_{lw} 秒前の波群包絡線が長周期波と負の相関を持っていることを示しており、拘束波として発達した長周期波の反射波成分が波群包絡線と相関したものである。また、沖側の観測点 P1 では反射波との相関のほうが強確認できており、P1 より岸側の領域で長周期波が大きく増幅したことが示唆される。一方、P4 では各時間帯において負の相関のピークは一つしか確認できないが、これは観測点が汀線に近く、入射波と反射波に対応するピークがほぼ重なったためと考えられる。

さらに、遡上端変動についても低潮位・高潮位の遡上観測データを用いて同様の検討を行い、遡上帯における長周期波特性の分析を行った。遡上観測を行った時間帯の遡上端変動と、汀線付近の観測点 P4 での水位変動それぞれに対し、相互相関を求めた結果を図 5.13 に示している。まず高潮位時には、 ζ_η と η_{IG} は前述のように拘束波としての発達に対応する負の相関を示しているのに対し、汀線変動波群包絡線 ζ_r と汀線変動長周期成分 r_{IG} は $\tau = 0$ において明確な正の相関を示している（図 5.13(a)）。後者の正の相関については、低潮位時にも同様に観測されており（図 5.13(c)）、碎波前には長周期波の谷の上に高波浪が伝播していた一方、遡上帯においては長周期波の峰の上に高波浪が集中していたことが示唆される。この時、P4 から遡上までの間に波群と長周期波のどちらが変化したのかを明確にするため、P4 での水位変動と遡上波形間での各周波数領域間の相互相関も同様に計算した（図 5.13(b, d)）。それぞれの潮位において P4 での η と遡上波形 r は、黒の点線で示している長波の伝播時間にほぼ対応する時間差で正のピークを示しており、二つの波形の波群包絡線 ζ_η と ζ_r についても同様である。この結果から、沿岸部での短周期波はそのまま長波の波速に従い遡上まで伝播したことが示唆される。一方で長周期成分においては明確な違いが確認できる。低潮位

時には η_{IG} と r_{IG} との間で長波伝播時間において正のピークが確認できるが、高潮位時には明確な正のピークが確認できない。この結果は、低潮位時には長周期波はP4から汀線まで単純に伝播したが、高潮位時にはその間で長周期波が変形していることを示唆している。図5.13(b, d)にはさらに ζ_η と r_{IG} 間の相互相関も示しており、どちらの潮位においても長波伝播時間において正のピークが確認できる。

以上の結果を解釈すると、低潮位時(図5.13(b, d))には沿岸砂州上での碎波に伴い長周期波の谷の上にあった高波浪は減衰し、すでにP4においては波群構造が変化しており、結果として遡上域では長周期波の峰の上が高波浪が伝播する形で遡上波形を形成したと考えられる。一方、沿岸砂州上での碎波が生じていない高潮位時には、異なるプロセスが考えられる。 ζ_η と ζ_r 間の相関に確認されるように、短周期波による波群はその大きさに伴い遡上を形成している一方、 η_{IG} と r_{IG} 間の相関が不明瞭であることから、波群の高波浪部の下に峰を持つ長周期成分が、P4より岸側の碎波帯・遡上帯内で生成され支配的となったことが示唆される。これは急勾配斜面上で生じやすい碎波点変動理論による長周期波生成の特徴とよく合致するものである(Baldock, 2006)。つまり、沿岸砂州の上で碎波が生じた低潮位時には拘束波として生成された長周期波が伝播しそのまま反射した一方、沿岸砂州上で碎波が生じていない高潮位時には、汀線付近までは拘束波として長周期波が生成されたが、遡上域では動的なセットアップが支配的な長周期成分となったことが以上の分析から示唆される。

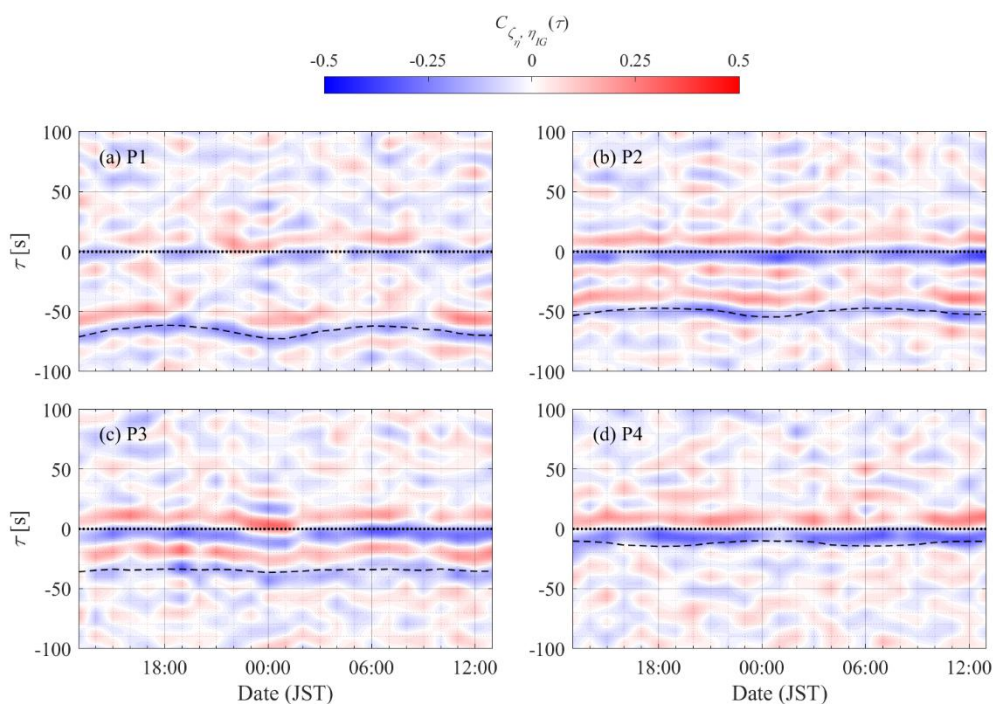


図 5.12 波群包絡線と長周期波の相互相関

黒の破線は長波理論に基づく観測点から汀線までの往復時間に対応している。

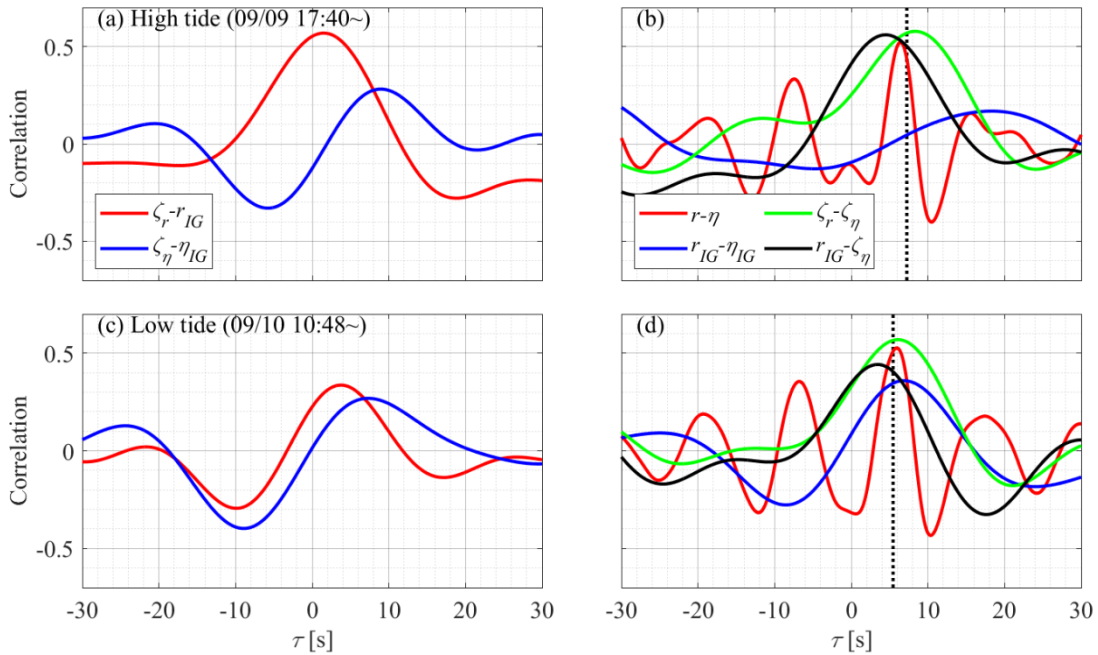


図 5.13 遡上波形に対する相互相関の分析

(a, b)高潮位時. (c, d)低潮位時.

(左) P4 および遡上波形の波群包絡線と長周期成分の相互相関

(右) P4 と遡上波形間での相互相関. 黒の点線は P4 から汀線までの伝播時間.

P1–P4 での波の非線形干渉については、バイスペクトル解析を用いてさらに細かく議論する。十分な自由度を確保するため、それぞれ高潮位時（18 時）と低潮位時（0 時）の前後 2 時間の計 4 時間分の水位波形を対象とし、バイスペクトルの虚数部を求めた結果を図 5.14 に示している。まずは上段の高潮位時について議論する。沿岸砂州の岸側の波高計 P3, P4 においては、 $(f_1, f_2) = (0.13, 0.08), (0.13, 0.13), (0.08, 0.08)$ の点において正のピークが確認できる。この正のピークは二つの周波数成分から、それらの和の周波数となる $f_1 + f_2$ Hz 成分へとエネルギーが遷移したことを示すものであり、つまりうねりおよび風波成分の superharmonic 成分の発達に対応するピークである。一方、 $(f_1, f_2) = (0.08, 0.04)$ には負のピークが確認できる。このピークは、 f_2 Hz 成分に対し f_1 Hz 成分と $f_1 + f_2$ Hz 成分からのエネルギー遷移、つまり subharmonic 成分としての長周期波発達に対応するピークである。沿岸砂州沖側の観測点 P1, P2 ではこれらの明瞭なピークは確認できていない。以上の結果は、高潮位時には沿岸砂州の岸側の限られた領域で、うねり成分から長周期波へのエネルギー遷移が生じていたことを示唆するものである。次に、低潮位時のバイスペクトルについて注目する。低潮位時には高潮位時と比較して、沖側の観測点、特に P2 おいて前述と同様の superharmonic, subharmonic それぞれの発達を示すバイスペクトルのピークが顕著である。一方で相対的に P3, P4 ではそれらの値は小さくなっている。この結果は、低潮位時において

長周期波へのエネルギー流入は顕著に沿岸砂州の沖側で生じており、沿岸砂州上での砕波による波群性の低下に伴い、沿岸砂州岸側では長周期波へのエネルギー流入が減少したことを示唆している。なお、短周期波の砕波に伴う長周期波から短周期波へのエネルギー流出は、少なくとも今回の観測点においては確認できなかった。

以上の結果から、観測データに基づき、本ケースにおける長周期波特性の概要を把握することが出来た。長周期波は基本的には拘束波として生成・発達した。高潮位時には拘束波の発達は沿岸砂州の岸側で顕著であった。加えて、入射した波群の汀線近傍での砕波にとともに、砕波点変動理論によって新たな長周期成分が生成されていることが示唆された。低潮位時には、拘束波は沿岸砂州の沖側で顕著に発達する一方、沿岸砂州上での砕波によりその岸側ではあまり発達せず、汀線付近での砕波点変動理論による新たな長周期成分の生成も確認できなかった。以上の沿岸砂州上での砕波の有無に伴う対称的な結果が、長周期波の低潮位時の増大に関係すると考えられる。そこでより詳細な波浪場の理解のため、次に数値再現結果をもとに分析を行う。

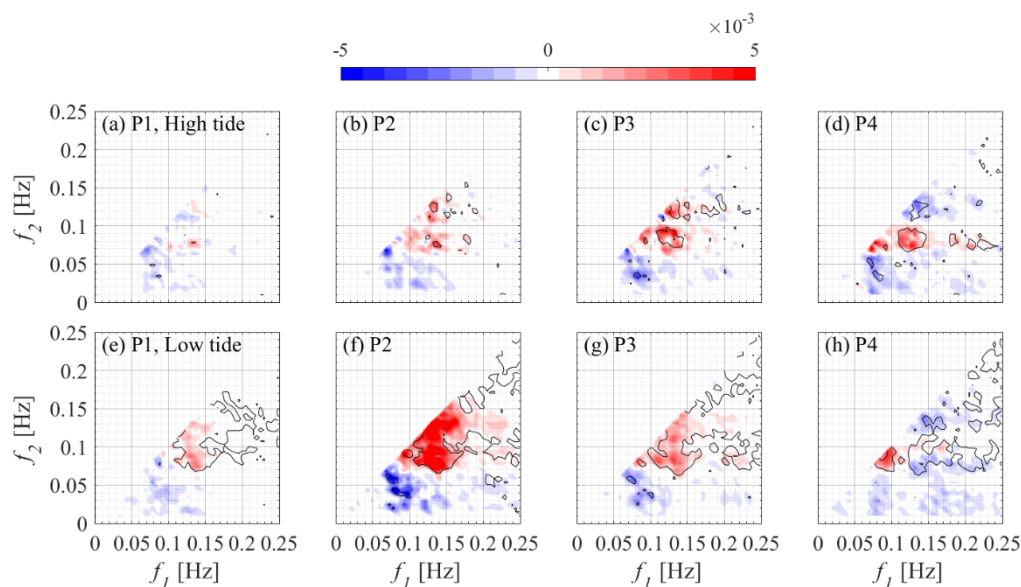


図 5.14 バイスpekトルの虚数部

(a-d)高潮位時. (e-h)低潮位時. 黒の実線は95%有意水準を表す.

5.2.2. 数値モデルによる分析

まず、高潮位時・低潮位時の波浪場の概要として、図 5.15 に各潮位における各地点での水位変動より求めた、パワースペクトル密度の空間分布を示す。なお、中列・右列には長波理論に基づいて求めた岸向き・沖向き長周期波のパワースペクトル密度を示している。両潮位時において、観測から示唆されたような部分重複波の形成が短周期波領域においても確認できる。高潮位時においては、沿岸砂州の岸側で 0.15 Hz 以上の高周波数成分の発達を確認でき、これは図 5.14 から示唆されたような入射波成分の superharmonic 成分の生成・発達と考えられる。また、同様に浅海部での長周期波の発達が確認できており、沖側の点では反射波成分が入射波成分を上回るエネルギーを示している。一方、低潮位時には superharmonic 成分の発達は沿岸砂州の沖側で顕著であり、岸側では大きく減衰している。また、0.13 Hz 前後の風波成分も大きく減衰しており、沿岸砂州上の碎波によるものである。一方、長周期波に関しては高潮位時と比べても大きなエネルギーが確認でき、入射波成分・反射波成分ともに潮位の低下でエネルギーが増大している。

より詳細な長周期波成分に対するエネルギーのやり取りを分析するため、式 3.17-18 によって与えられるエネルギー平衡方程式をもとに分析を進めた。分析対象は周波数解析が可能となる、計算時間内で一度も露出しなかった領域に限定した。図 5.16 には各物理量の計算結果を示す。なお、個々の物理量は長周期波の周波数領域で積分した値を示している。岸向きのエネルギーフラックスを見ると、最低潮位を記録した 0 時を始めとして、低潮位時には沿岸砂州沖側からのエネルギーフラックスの増加が確認できる。一方で 18 時を始めとした高潮位時には、岸向きエネルギーフラックスの増加は沿岸砂州の岸側に限られている。沖向きのエネルギーフラックスを見てみると、いずれのケースにおいても顕著な空間的な変化は確認できず、図示した領域内では反射波成分の発達・減衰は生じていないことが分かる。一部、低潮位時に沿岸砂州沖側にて反射波の増大が確認されるが、これは入射した長周期波の一部が沿岸砂州頂部にて反射したことによって生じたと考えられる。また、潮位別にみても、低潮位時にはより大きな沖向きエネルギーフラックスが確認でき、反射波自体も低潮位時に増大したことが示唆された。また、岸向きエネルギーフラックスに対する沖向きエネルギーフラックスの比で与えられるエネルギー反射率 R^2 を見てみると、低潮位時には黒の破線で示す 1 より大きな反射率が計算領域のほぼ全域で確認できており、入射した長周期波は遡上プロセスを経てほぼ全反射したことが分かる。一方、高潮位時には沿岸砂州岸側の浅海部にて 1 より小さな反射率となっており、入射長周期波の一部が大きく減少していることが示唆されている。また、合計のエネルギーフラックス ($F = F_L + F_{NL}$) の空間勾配および長周期波へのエネルギー流入 W の時空間分布を図 5.16(d, e) に示している。前者について空間方向に細かい変動が生じているが、全体として $\partial F / \partial x$ と W については同様の傾向がみられ、沿岸部での長周期波の発達は、おおむね W に対応したラディエーション応力による仕事によって評価できることが分かる。この W は低潮位時には沿岸砂州沖側で増大している一方で、高潮位時には沿岸砂州岸側にて増大している。これは前述の通り、低潮位

時には長周期波は沿岸砂州の沖側で大きく発達する一方で、高潮位時では長周期波の発達は岸側に限られることを説明している。また、本分析を行った遡上帯を除く沿岸域では、長周期波の減衰に相当する負のエネルギー流入 W は確認できていない。これは、すでに述べた高潮位時の反射率の低下は、遡上帯内での非線形プロセスによって集中的に引き起こされていることを示唆する結果である。

以上の分析から、本ケースで確認された潮位と逆位相の長周期波波高の変化は、①低潮位時の入射長周期波の増大、②高潮位時の反射長周期波の減少の二つによって引き起こされたことが分かる。本研究ではさらにこの潮位による違いを明確にするため、入射波条件を揃え潮位のみを変えた数値モデルによるコントロール実験を行い、分析を進める。

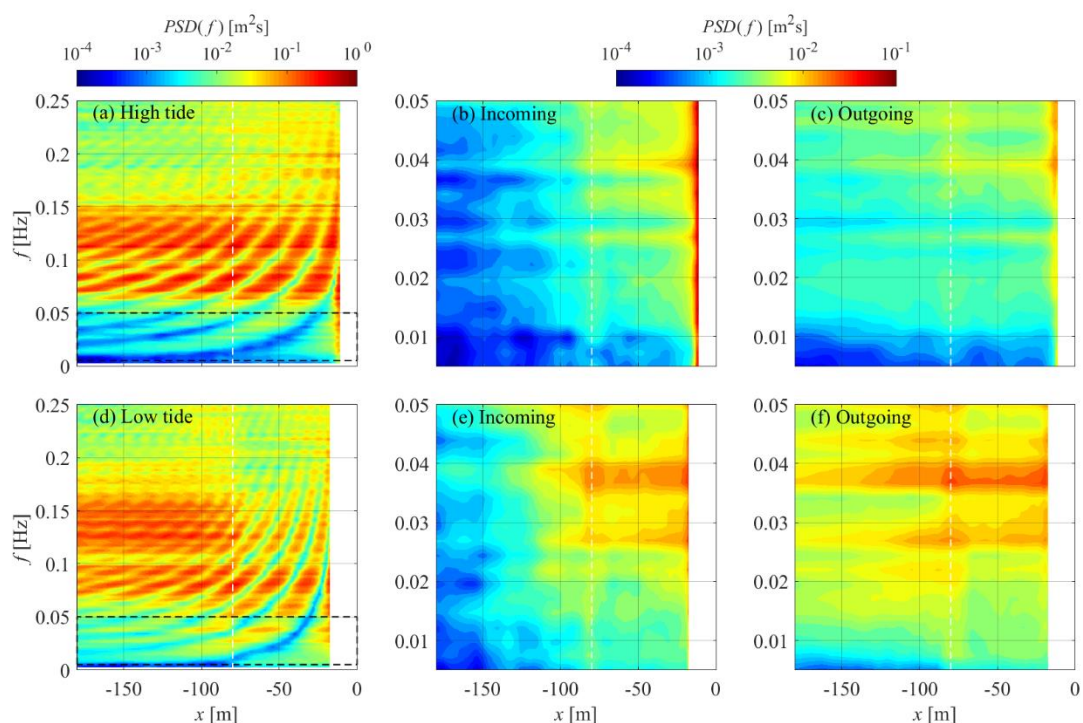


図 5.15 パワースペクトル密度空間分布

(左) 全周波数帯. (中) 岸向き長周期波. (右) 沖向き長周期波.

(a-c) 高潮位時. (d-f) 低潮位時.

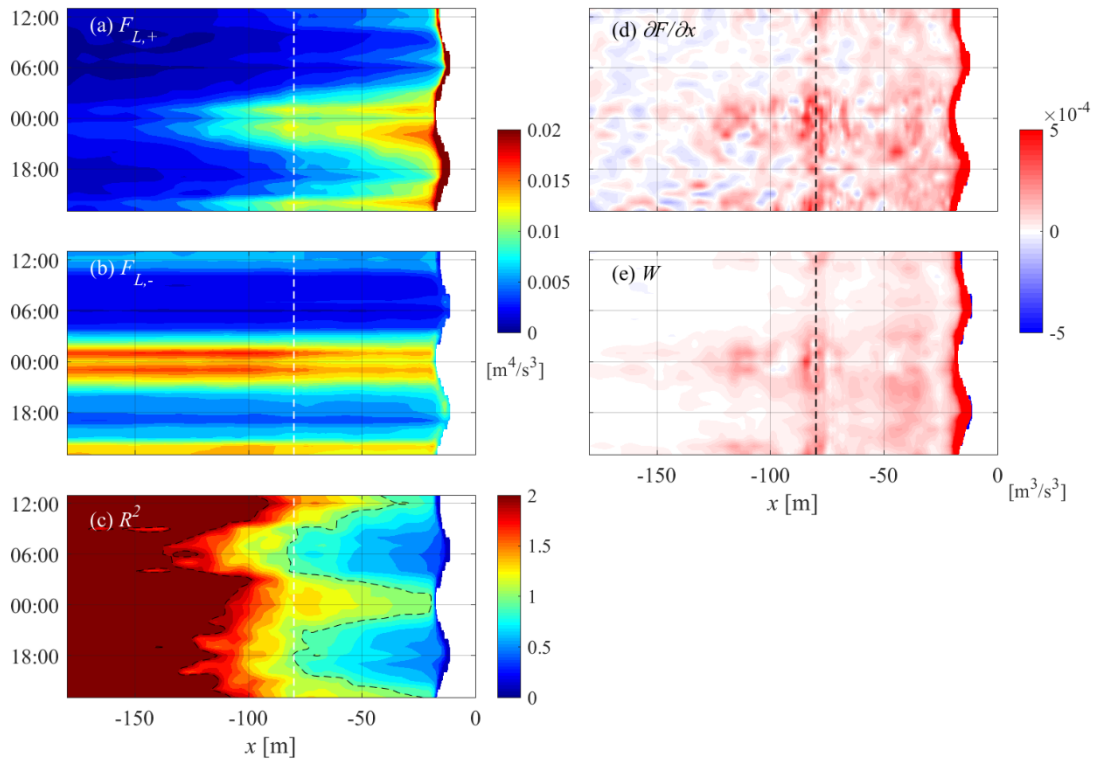


図 5.16 エネルギーバランス

(a)岸向きエネルギーフラックス. (b)沖向きエネルギーフラックス. (c)エネルギー反射率. (d)エネルギーフラックス空間勾配. (e)エネルギー遷移. 破線は沿岸砂州頂部を示す.

5.2.3. コントロール実験

コントロール実験では、潮位を最低潮位（9月10日0時）、最高潮位（9月9日18時）、および平均潮位の3ケースとし、入射波条件には最低潮位時のものを全ケースで用いた。図5.17には計算結果を示す。短周期波波高を比較してみると、沿岸頂部での減衰がほぼ生じない高潮位時でその岸側で最大となっており、一方低潮位時には顕著な減衰が確認できる。一方、長周期波波高を見てみると、観測結果と同様に、潮位が低くなるほど長周期波波高が大きいことを確認できる。この結果は、観測された長周期波波高の潮位変動は沖波条件の変化によるものではなく、潮位変動に伴う沿岸域での伝播過程の変化によるものであることを明確に示している。また同図5.17(a)には、マーカーで遡上端変動の長周期変動の大きさ S_{IG} も同様に示している。平均潮位時・高潮位時にはほぼ同様の値となっているが、低潮位時にはそれらと比べてより小さな長周期波の汀線変動が確認された。これは後述する碎波点変動理論による長周期波の発達の影響と考えられる。また、図5.17(b)に示している長周期波の岸向き・沖向きエネルギーフラックス $F_{L,+}, F_{L,-}$ を見てみると、 $F_{L,+}$ はやはり低潮位時には高潮位時よりも大きい。そのうえ $F_{L,-}$ についても低潮位時に大きく、高潮位時の3倍近くの値となっている。一方で、平均潮位時と低潮位時の $F_{L,+}$ を比較すると、沿岸砂州の

沖側では低潮位時により大きくなっているが、沿岸砂州上での碎波を経てその増加が緩やかになっており、遡上帯近傍においては平均潮位時の $F_{L,+}$ が大きくなっている。ただし、やはり沖向き成分についてはこれまでの結果と同様に、計算領域内にて低潮位時により大きな $F_{L,-}$ が確認できた。そのため、遡上帯近傍での最低潮位時の長周期波波高の増大については(例えばP4)、潮位変動による反射長周期波の増加が支配的な要因となったことが示唆される。エネルギー反射率については以上の結果を反映しており、図 5.16(c)で示したものと同様に、低潮位時には1を超える値となっている一方で高潮位・平均潮位時には特に沿岸砂州岸側で明確に1以下、汀線付近で0.6程度となっており、長周期波のエネルギーフラックスの約40%が遡上過程を経て失われたことが示唆されている。さらに、図 5.17(d)に示す長周期波に対するエネルギー流入も図 5.16(d)と同様の傾向を示しており、低潮位時では顕著に沿岸砂州の沖側で長周期波へのエネルギー流入が大きく、一方で高潮位時には汀線付近でのエネルギー流入が大きくなっている。

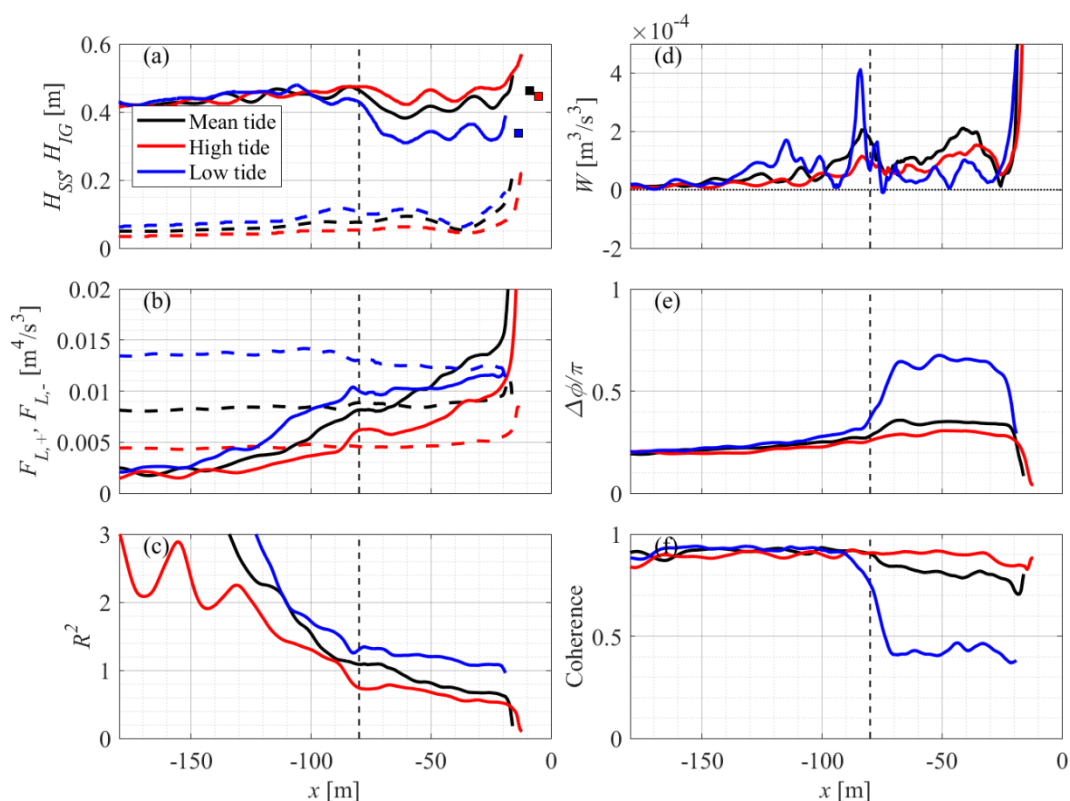


図 5.17 コントロール実験結果

- (a) H_{SS} (実線), H_{IG} (破線), S_{IG} (マーカー) (b) $F_{L,+}$ (実線), $F_{L,-}$ (破線), (c) R^2 , (d) W , (e)ラディエーション応力 S_{xx} と入射長周期波 $\eta_{IG,+}$ 間の位相の水平床解からの差 $\Delta\phi/\pi$, (f) S_{xx} と $\eta_{IG,+}$ 間のコヒーレンス. 黒の鉛直方向破線は沿岸砂州頂部.

5.2.4. 潮位変動の要因

以降はコントロール実験の結果をもとに、先に述べた長周期波波高の潮位変動を引き起こした①低潮位時の入射長周期波の増大、②高潮位時の反射長周期波の減少、の2点についてそのメカニズムを詳しく分析する。前者については短周期波からのエネルギー流入の空間的な変化から説明出来る。図 5.17(d)に示すように、長周期波のエネルギー流入は低潮位時には沿岸砂州沖側で、高潮位時には沿岸砂州岸側で大きくなっている。Battjes et al. (2004)は、このエネルギー流入 W については、次式

$$W = -\langle U_{IG} \frac{dS_{xx}}{dx} \rangle \cong \frac{1}{2} \kappa |U_{IG}| |S_{xx}| \sin \Delta\phi \quad 5.7$$

により近似できることを示している。ここで $\kappa = 2\pi f/c_g$ で与えられる長周期波の波数であり、 $\Delta\phi$ は拘束波の水平床での解からの長周期波の位相の遅れを表す変数である。勾配海浜を伝播する拘束波は、浅海域での浅水変形の過程で波群に対して位相差を生じ、その位相差が結果として長周期波の増幅を招く(Battjes et al., 2004)。今回のケースでは、 S_{xx} と $\eta_{IG,+}$ の間のクロススペクトルを長周期波領域で加算平均することでその S_{xx} と $\eta_{IG,+}$ の位相差およびコヒーレンスを求めた(図 5.17(e, f))。位相差を見てみると、沖側の地点では3ケースとも同程度の位相差($\Delta\phi = 0.2\pi$)であるが、低潮位のケースでは沿岸砂州に近づき水深が低下するにつれて徐々に位相差が増加し、沿岸砂州の岸側ではおおむね $\Delta\phi = 0.7\pi$ で推移している。一方、他のケースでは沿岸砂州を越えても $\Delta\phi = 0.3\pi$ 程度であり、明確な違いが確認出来る。コヒーレンスを見ると、低潮位時の沿岸砂州岸側ではコヒーレンスが著しく低下しており、位相差の急激な変化は沿岸砂州頂部での碎波によるものであると考えられる。しかし、短周期波が碎波した後でも、長周期波を減衰させる方向に作用する π 以上の領域に位相差は変化しておらず、これが沿岸砂州の岸側で長周期波が大きく減衰していない理由と考えられる。一方で、高潮位時や平均潮位時には、沿岸砂州の岸側でも波群は長周期波と高い相関を保ったままであり、それらが岸側において拘束波を増幅させたと考えられる。

以上の結果をまとめると、沿岸砂州の存在が入射長周期波の潮位変動に大きく影響していることが分かる。低潮位時には、水深の低下に伴い沿岸砂州の沖側からより大きな長周期波へのエネルギー流入が生じ、長周期波を発達させた。しかし沿岸砂州での短周期波の碎波を経て波群性が低下し、沿岸砂州岸側では長周期波へのエネルギー流入量が減少したことで顕著な増幅は確認されなかった。一方、高潮位時には沿岸砂州沖側では水深が大きく拘束波は大きく増幅しなかったが、沿岸砂州では短周期波は碎波せずその岸側において波群性を保っていたことで、長周期波を増幅させた。そのため、今回波高計を設置した観測点 P1-4 においては、沖から観測点の間で低潮位時に長周期波に流入した合計のエネルギーが高潮位時のそれを上回っていたために、低潮位時により大きな(入射)長周期波を観測したと考えられる。一方で汀線付近でのエネルギー流入は沿岸砂州の頂部で碎波が生じない時のほうが大きくなるため、汀線付近では沿岸砂州頂部で碎波水深を下回らない程度まで潮位が下がった場合(ここではほぼ平均潮位)に最大の入射長周期波が確認できており、入

射長周期波の潮位変動は観測地点に依存するものと考えられる。

次に、高潮位時の反射長周期波の減少の原因を分析する。高潮位時の汀線変動の観測結果からは、P4 から遡上まで伝播する過程で長周期波の位相が大きく変化しており、砕波点変動理論に基づく動的なセットアップの発達を示唆されている (図 5.13)。ここではさらにコントロール実験での高潮位・低潮位時の結果をもとに動的なセットアップの寄与について分析を進める。図 5.18 には、数値計算により求められた各点での水位変動 η と遡上波形の各周波数成分 r_{SS}, r_{IG} との相互相関を示す。ここで、正の τ での相関は入射波に対応しており、負は反射波に対応している。今回は底面が露出するため周波数解析が出来ていない遡上域も分析対象とし、露出した時間帯の水位は各地点での底面標高で与えた。また、同様に汀線変動の長周期成分 r_{IG} と、線形波理論により求めた岸向き・沖向き長周期波 $\eta_{IG,+}, \eta_{IG,-}$ との相互相関を、遡上帯の沖側端まで求めたものを同様に示している。各図には、水深が 0 となる点を $\tau = 0$ の基準として、長波理論に基づく入射波・反射波の伝播時間を黒の実線で示している。汀線変動の短周期成分 r_{SS} と η の相互相関を見てみると、どちらの潮位のケースにおいても、正のピークはおおむね長波理論による伝播時間に対応しており、短周期の汀線変動は単純に沖から入射した短周期波によって引き起こされ、その短周期波の一部は汀線において反射したことを示している。一方、汀線変動の長周期成分 r_{IG} と η の相互相関は潮位により異なる傾向が確認できる。低潮位時には、短周期成分と同様に、長波伝播時間に対応する時刻に明確な正の相関のピークが確認できており、入射波成分・反射波成分に分離した場合でも同様の傾向が確認できる (図 5.18(f-h))。これは、低潮位時には拘束波として生成・発達した長周期波が伝播し長周期の汀線変動を引き起こし、汀線付近で反射したことを示している。一方、高潮位時には、砕波帯外において長波の伝播時間では入射波・反射波ともに負の相関となっている (図 5.18(b-d))。砕波帯内においては当然 $\tau = 0$ 近傍で正の位相に転じている。これらの結果は、高潮位時には沖合から拘束波として発達した長周期波とは逆の位相を持つ汀線変動が、砕波帯内において励起されたことを示している。これは過去の急勾配斜面での実験(Baldock, 2006)と同様の結果を示しており、砕波点変動理論による波群包絡線と正の相関を持つ動的なセットアップが、汀線付近の砕波帯内において支配的となったことが示唆される。また、既往研究と異なる特徴的な点として、砕波帯外においては動的なセットアップの反射波に該当する正の相関が確認できず、負のピークが現れている。これは、砕波点変動理論では砕波帯外で動的なセットダウンが生じるが、砕波帯の狭さ故に反射した動的なセットアップとほぼ逆位相で重なり合うことで、砕波点変動理論による沖向き長周期波は小さくなり、拘束波由来の反射波成分が支配的になったためと考えられる。こうした傾向は、現地観測に基づく波群包絡線と反射長周期波の負の相関にも表れている (図 5.12)。

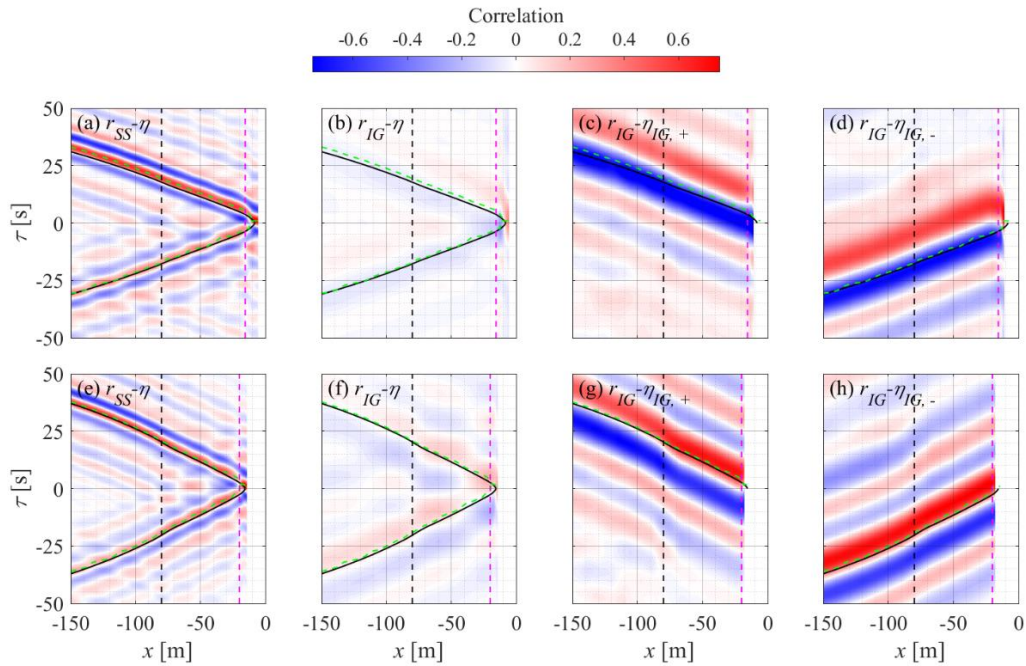


図 5.18 遡上波形と水位変動の相互相関

(a–d)高潮位時, (e–h)低潮位時. (a, e) r_{ss} と η , (b, f) r_{IG} と η (c, g) r_{IG} と $\eta_{IG,+}$ (d, h) r_{IG} と $\eta_{IG,-}$

黒の破線は沿岸砂州頂部. ピンクの破線は碎波帯沖端. 緑の破線は r_{ss} と η の間の最大相関を示す時間差. 黒の実線は長波理論に基づく伝播時間.

以上のように、低潮位時には長周期波の伝播過程において碎波点変動による顕著な影響は確認できない一方で、高潮位時には碎波点変動が長周期波の伝播過程に大きく影響していることが分かった。そのため、高潮位時に確認された反射長周期波の減少・反射率の低下は、碎波点変動理論と関連するものであると考えられる。そこで、本研究ではさらに XBeach を用いて数値実験を行い、二つの長周期波生成メカニズムの影響を分析した。XBeach では長周期波と短周期波を別のモデルで相互に干渉させながら時間発展を計算しているため、長周期波の生成を決定するラディエーション応力による外力項（式 3.5b の F_x ）を flow モデル内で必要に応じて無視することで、個々の長周期波生成理論の寄与を分析することが可能になる (Bertin et al., 2020; Bertin & Olabarrieta, 2016; Pomeroy et al., 2012)。

計算対象は前述コントロール実験の高潮位・低潮位の二つとし、それぞれについてラディエーション応力による外力項の設定を変更した 3 ケースでの計算を行った。Case A はデフォルトの設定とし、全領域で外力を作用させた。Case B では拘束波理論のみを対象とし、碎波帯内での外力を 0 とする処理を導入した。最後に、Case C では碎波点変動理論のみを対象とし、沖の境界部で入射拘束波を 0 とし、かつ入射境界から碎波帯沖側の浅水変形領域において外力を 0 とする処理を導入した。以上の 3 ケースの計算では、すべて同一の入射波形を用いており、時々刻々の水位・流速はケース間で比較可能である。すべての計算に

において、計算領域および物理パラメータは全て SWASH と同じにした。ただし、短周期波の碎波減衰を調整するパラメータのみ、Case A での結果が SWASH による計算結果と整合するようそれぞれの潮位で調整し、決定している。

計算結果を図 5.19 に示す。周波数解析により求めているパラメータは、計算可能な遡上帯の沖側端まで示している。どちらの潮位時においても、赤で示すデフォルトの計算結果は、SWASH の計算結果と同様の傾向を示しており、本設定において SWASH のコントロール実験を十分に再現できている。Case A と B を比較してみると、マーカーで示している汀線変動の長周期成分 S_{IG} については、高潮位時には Case B において Case A と比べて著しく小さくなっている一方、低潮位時には大きな差は確認できない。碎波帯外の長周期波高については、高潮位時には Case B において Case A より大きくなっている一方、低潮位時にはほぼ同程度の値となっている (図 5.19(a, b))。さらにそれらの方向成分について詳しく見ると、高潮位時には Case B において Case A と比べ反射長周期波が著しく増加していることが分かる (図 5.19(c))。そのため、エネルギー反射率についても明確な差がみられ、高潮位時には Case B において反射率が大きく増加している (図 5.19(e))。以上の結果は、高潮位時の碎波帯内では碎波点変動による動的なセットアップが支配的な長周期成分となり、碎波帯内でのラディエーション応力の存在が、反射長周期波を減少させていることを明確に示している。また、Case C についてみると、高潮位時には低潮位時と比べ S_{IG} は大きな値を示しており、それは同潮位での Case A, B と比較しても最大である。一方で、前述のように動的なセットアップの反射は動的なセットダウンによって相殺されるため、碎波帯外での反射長周期波波高は Case B と比較して半分程度となっている。最後に、それぞれのケースでの反射長周期波 $\eta_{IG,-}$ について、Case A–B 間および Case A–C 間においてクロススペクトルを求め加算平均をとることで求めた、二つの波形の平均的な位相差の絶対値 ψ_{AB} , ψ_{AC} を図 5.19(g, h) に示す。ここで、Case B での $\eta_{IG,-}$ は拘束波として発達した長周期波が反射したものであり、Case C では碎波点変動理論による動的セットアップの反射波と動的セットダウンの線形和と考えることが出来る。この図からわかるように、汀線近傍の碎波帯外において ψ_{AB} はほぼ 0 となっており、Case A での反射波成分は反射した拘束波由来の長周期波とほぼ同位相となっていたことを示している。一方で ψ_{AC} はほぼ π に近い値となっており、碎波帯内での碎波点変動理論による外力は、結果として拘束波と逆位相の反射長周期波を生成するように作用することを示している。つまり言い換えれば、碎波点変動による外力が、拘束波として発達した長周期波を碎波帯内で減少させるように作用するということが出来ない。こうした拘束波理論と碎波点変動理論の干渉はこれまで既往研究によって示唆されてはいたが、その物理プロセスは議論されていなかった (Baldock, 2006; Schäffer, 1993)。また、この碎波点変動理論による拘束波由来長周期波の減少は、碎波帯内において短周期波が長周期波に対し負の仕事をしたということを示している。本分析の結果は、これまで長周期波の減衰過程の一つとして考えられてきた長周期波から短周期波へのエネルギー流出 (Henderson et al., 2006; Thomson et al., 2006) が、長周期波の生成過程のひとつとされて

きた砕波点変動理論と関連していることを示唆している。

以上の分析をまとめると、反射長周期波の潮位による変化も、沿岸砂州頂部での砕波に大きく依存していると考えられる。高潮位時には沿岸砂州での砕波が生じず、波群が維持されたまま急勾配海浜に伝播する。そしてその波群が、砕波点変動理論によって入射する拘束波由来長周期波と逆位相の動的なセットアップを生成し、結果として反射長周期波を大きく減少させる。一方で低潮位時には沿岸砂州での砕波が生じ、波群は減衰するうえに入射する拘束波との相関が低下する。そのため、砕波帯内において入射した拘束波由来の長周期波への波群の干渉は小さく、結果として急勾配海浜でほぼ長周期波が全反射したことで、大きな反射波波高、高い反射率が生じたと考えられる。

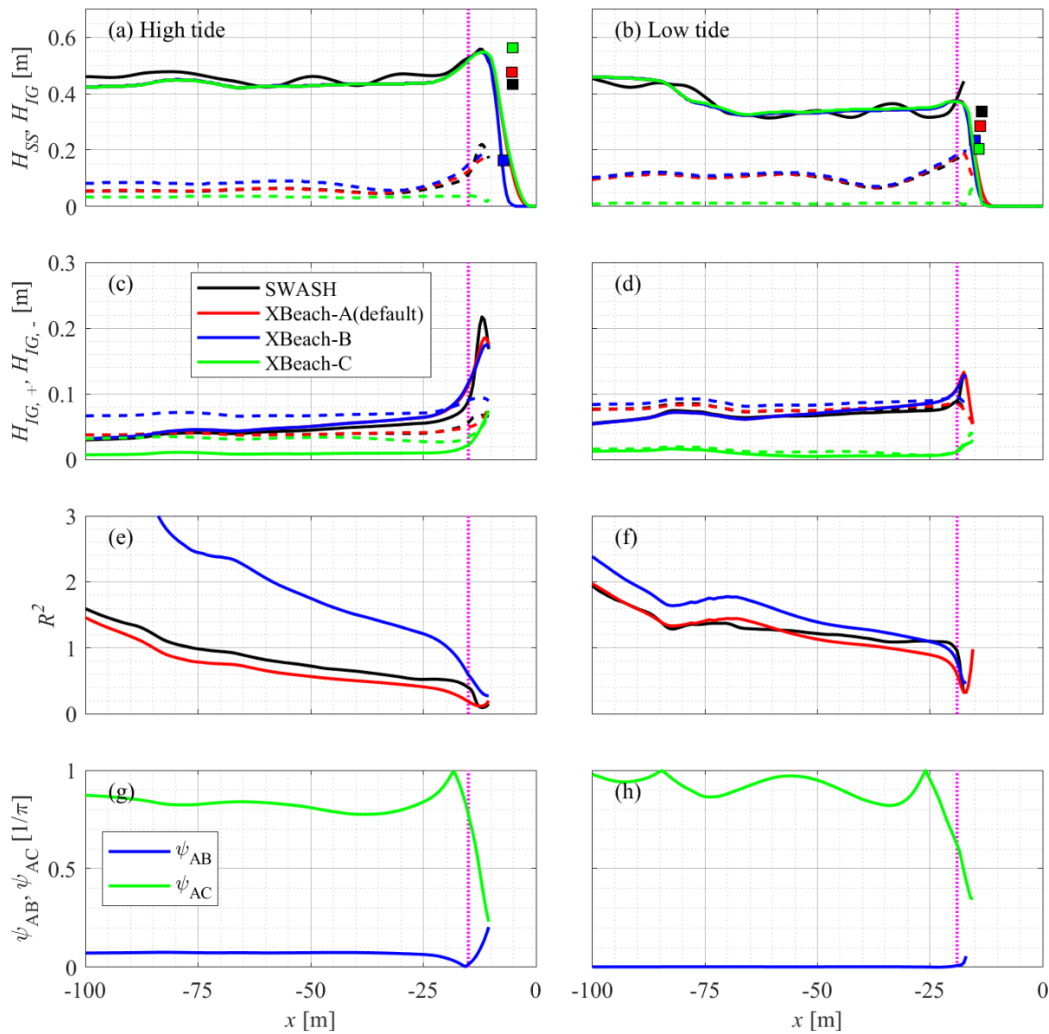


図 5.19 XBeach による数値実験結果

(左)高潮位, (右)低潮位, (a, b) H_{SS} (実線), H_{IG} (破線), S_{IG} (マーカー),
(c, d) $H_{IG,+}$ (実線), $H_{IG,-}$ (破線), (e, f) R^2 , (g, h)ケース間での反射長周期波の位相差.
ピンクの点線は砕波帯沖側端.

5.2.5. まとめ

本節では、平塚海岸における約1日の波浪観測データおよび数値モデルを用いた分析により、長周期波の生成・減衰過程へ潮位・地形が与える影響を議論した。これまでの既往研究(Bertin et al., 2020; Guedes et al., 2013; Okihiro & Guza, 1995; Thomson et al., 2006)や先述の波崎海岸のような緩勾配自然海浜での観測では、高潮位時の長周期波増大もしくは反射率の増加が観測されており、潮位変動による前浜勾配の変化が主要な要因と考えられている。一方、それらとは異なる急勾配海浜・沿岸砂州を擁する今回の平塚海岸での観測では、これまでとは逆の傾向となる、低潮位時の長周期波の増大を確認している。低潮位時には非線形性の増大に伴い入射長周期波がより沖から発達し、沿岸砂州上での短周期波の碎波によって遡上帯において短周期波による干渉を強く受けなかった。一方で、高潮位時には入射長周期波の増大は沿岸砂州岸側の限られた領域で起きており、かつ長周期波は遡上帯で短周期波による干渉を受け大きく減衰した(図 5.20)。特に減衰プロセスに焦点を当てれば、緩勾配斜面では前浜勾配の潮位による変化が決定的要因であるが、急勾配斜面では沿岸砂州での短周期波の碎波の有無が重要な要因となることが明らかになった。今回の結果は、沿岸砂州での碎波の有無が、長周期波が進行波となるか重複波となるかに影響を与えることを示しており、岸沖方向の海岸地形変化プロセスを理解する上でも重要な知見となると考えられる。

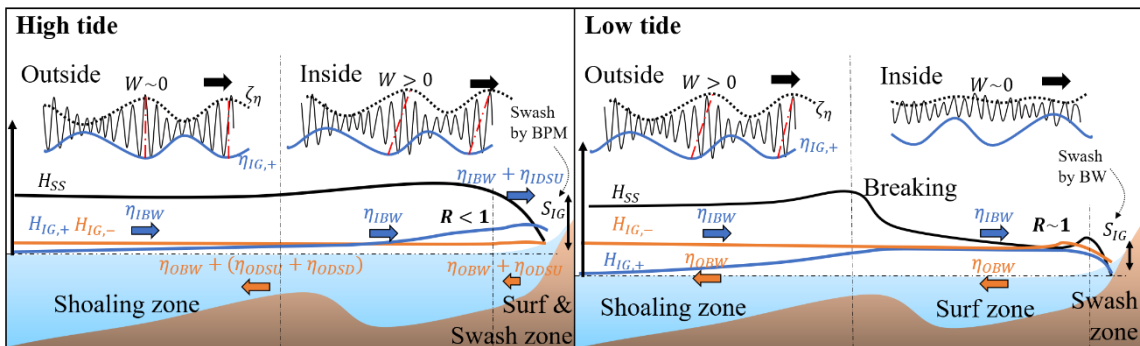


図 5.20 観測された長周期波潮位変動の概要

η_{IBW} , η_{OBW} : 岸向き or 沖向きの拘束波由来長周期波

η_{IDSU} , η_{ODSU} : 岸向き or 沖向きの碎波点変動理論による動的セットアップ

η_{ODSD} : 沖向きの碎波点変動理論による動的セットダウン

BW: 拘束波, BPM: 碎波点変動理論.

5.3. 高波浪時の長周期波生成・減衰：西湘海岸

本ケースでは、超大型台風である 2017 年台風 21 号来襲時（4.3 章）の波浪観測データと数値モデルを用いた分析により、これまで観測例の少ない高波浪時の長周期波生成・減衰過程の分析を進める。

5.3.1. 数値モデルによる波浪場の概要の把握

まず初めに、西湘海岸周辺の波浪場を把握するため、SWAN (v41.31)を用いた短周期波波高の沿岸分布を分析した。SWAN の計算では西湘海岸を中心とした沿岸方向 25 km、岸沖方向 12 km の対象領域に対し 80 m の直交座標を用いた。風速場は T1 で観測されていた風速を計算領域内で均一に与え、WAVEWATCH IIIによって推算された沖波スペクトルを海域の境界条件として与えた。短周期波波高のピークを記録した 10 月 23 日 6 時を含む、0 時から 9 時までの 9 時間分の計算を行い、3 時以降の結果を分析対象とした。推算結果は P1、P2 の波浪観測結果と比較し、良好な結果が得られていることを確認している（図 4.14）。

対象期間内の各地点での有義波高の最大値を図 5.21 に示す。図からわかるように沖合ではおおむね 8 m 前後の高波浪が確認できるが、沿岸部では特に大磯海脚上で波高が増大している。西湘バイパスの被災箇所前面、水深約 20 m 程度の地点では 9 m 近くにも達する最大波高が推算されており、他の沿岸部の点と比較しても顕著に波高の増大が確認できる。これは大磯海脚による屈折の効果によるものであり、波向線法による解析からも明らかである。図 5.21 には WAVEWATCH IIIで観測された台風ピーク時の沖波ピーク周期(16 s)・波向(-170° N)を、図内 X 軸上で与えて計算された波向線を重ねている。ここからわかるように、多くの波向線は大磯海脚での屈折の影響を受け、被災箇所 D 前面の最大波高が推算された領域周辺に集中していることが分かる。

また、測線 P と測線 T を比較してみると、T 周辺では波向線がおおむね岸沖方向で波向き線の疎密の傾向は確認できない一方、P 上の観測点は大磯海脚上での屈折により波向線が疎な領域に位置していることが分かる。台風通過前から通過時にかけては基本的に南南西からの波向きであり、図 4.12 で確認できた台風通過前の T1 と P1 の短周期波波高の違いは、おおむね大磯海脚での屈折によるものであると考えられる。

以上の波浪推算結果からわかるように、2017 年台風 21 号来襲時の西湘海岸においては、波高ピーク時には南南西からのうねりが卓越し、それらは大磯海脚における屈折の影響を受け、沿岸方向に異なる波高分布を形成していた。特に、西湘バイパス擁壁の被災箇所においては入射波の集中が顕著であり、屈折による波浪の集中が大規模な被災を招いたことが示唆された。

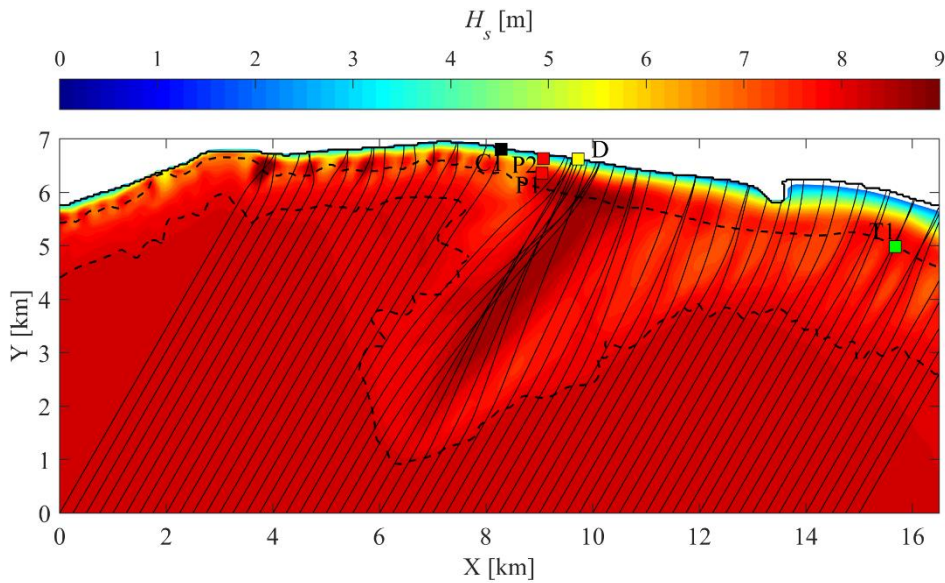


図 5.21 推算期間内最大モーメント波高 (台風 21 号)

実線は波向線法による計算結果. 破線はそれぞれ 20 m, 200 m 等深線.

5.3.2. 観測データに対する分析

次に, 得られた波浪観測データをもとに議論を進める. まず初めに長周期波の増幅・減衰の概要を把握するため, 岸沖測線上に位置した観測地点 P1, P2 における長周期波波高および静水深をもとに,

$$\gamma = \log_{\frac{h_1}{h_2}} \frac{H_{IG,2}}{H_{IG,1}} \quad 5.8$$

によって長周期波の浅水変形に対する増幅係数を求めた. ここで下付きの 1, 2 はそれぞれ観測点 P1, P2 を示している. 岸沖方向に伝播する自由長周期波を仮定したとき, この係数は Green's law に基づき 0.25 となるが, 伝播過程で長周期波のエネルギーに変化があった場合は異なった値をとる (Battjes et al., 2004). 今回の観測では P2 において流速が得られておらず厳密な議論はできないが, 反射波は Green's law に従う自由長周期波とみなすことが出来るため, 増幅係数 γ の 0.25 からの乖離は, おおむね入射長周期波の発達に強く影響されると考えられる. 結果を図 5.22 に示す. ここからわかるように, 短周期波波高のピーク時に当たる 10 月 23 日 6 時前後では γ は 0.25 を下回っている一方, 他の時間帯ではおおむね 0.25 より大きな値となっている. これは, 台風ピーク前後を除き P1 (平均水深 14 m) から P2 (平均水深 6 m) において長周期波の増幅が生じていたのに対し, 台風ピーク時前後には P1-P2 間で長周期波エネルギーの一部が失われていたことを示唆している. 後者の時間帯においては P2 が砕波帯に入った時間帯とおおむね相関しており (図 4.12), 台風ピーク時の砕波帯内では長周期波の減衰が生じていたと考えられる.

次に, 長周期波の生成メカニズムについて分析を行う. このケースでは, 水位 (水

圧) 変動に加え流速変動の観測が行われていた P1, T1 の 2 点を対象とし、各点での波群包絡線 ζ_η と水位変動 η , 岸沖方向流速 u , 沿岸方向流速 v の長周期成分との間の相互相関を求めた。結果を図 5.23 に示す。まず、上段に示している P1 では、 $\zeta_\eta - \eta_{IG}$ 間の相関において $\tau = 0$ 近傍で負の相関のピークが観測期間を通じて確認できる。また同様に $\zeta_\eta - u_{IG}$ 間でもこの近傍で負の相関が確認でき、この負の相関は長周期波が拘束波として発達し岸沖方向に伝播していることを示している。また、同図内には各観測点から長波理論に基づく汀線までの往復伝播時間に対応するラグを黒の破線で示している。この時間差においては $\tau = 0$ 上ほどの明確なピークは確認できないが、特に台風ピーク時には対応する時間差において $\zeta_\eta - \eta_{IG}$ 間で負の相関、 $\zeta_\eta - u_{IG}$ 間で正の相関が確認できる。このピークは、拘束波として発達した長周期波が汀線で反射し、冲向き長周期波として伝播していることを示唆するものである。一方、沿岸方向長周期波については明確なピークは確認できず、おおむね拘束波の伝播方向は岸沖方向で議論できることが示唆される。一方、水深 20 m, 沖合 1 km に位置する T1 においては、P1 と異なる結果を得ている。重要な台風ピーク時は欠測となってしまうが、少なくとも台風ピーク数時間前までの間で、拘束波の汀線での反射に対応する明確な相関のピークが $\zeta_\eta - \eta_{IG}$ 間、 $\zeta_\eta - u_{IG}$ 間において確認できる。一方、 $\tau = 0$ における相関は明確なピークを示していない。これは観測された長周期波の多くが拘束波として発達した長周期波の反射波であることを示唆するものである。つまり、P1 においてはすでに拘束波として発達していた岸向き長周期波が浅海域で一部減衰し沖に反射した一方、T1 においてはそれより岸側において長周期波が顕著に増幅し、その反射波が T1 において観測されていると考えられる。

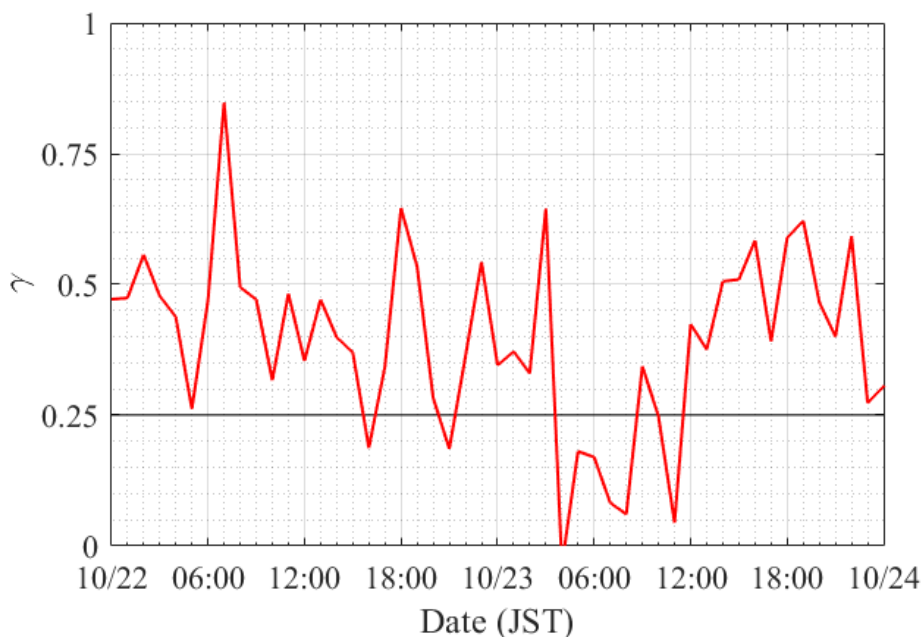


図 5.22 長周期波増幅係数

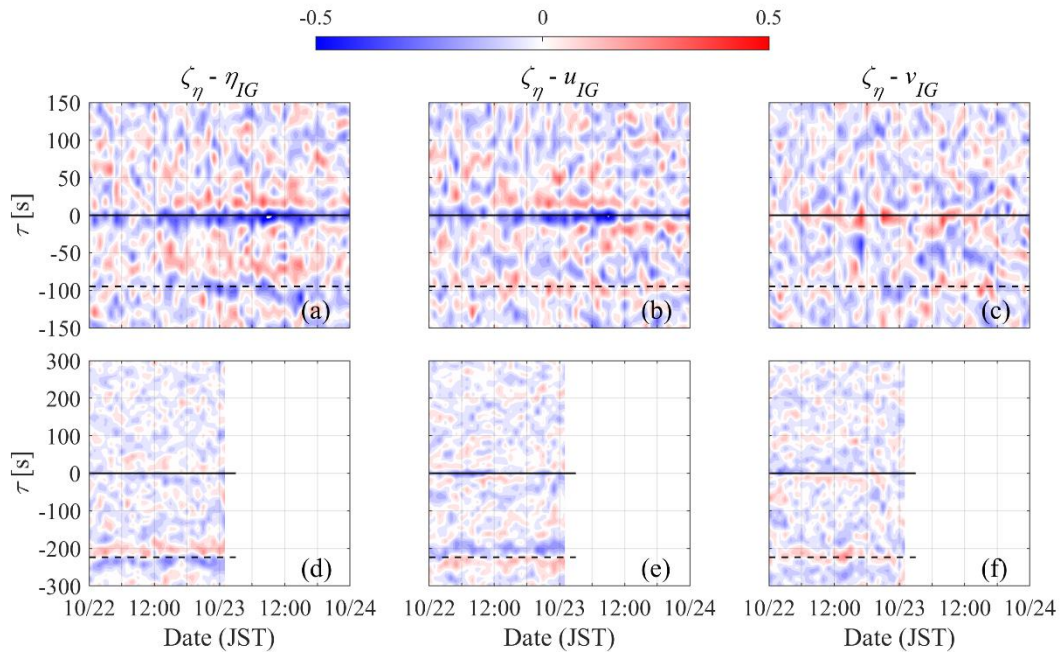


図 5.23 長周期波水位・流速と波群包絡線の相互相関

(a-c) P1. (d-f) T1.

黒の破線は長波理論に基づく汀線までの往復伝播時間に対応している。

また、前述の結果をもとに岸沖方向伝播が支配的であるとみなし、流速データの得られている P1, T1 において式 3.19 に基づき長周期波の岸向き・沖向きエネルギーフラックス $F_{L,+}$, $F_{L,-}$ を求めた。図 5.24(a)において、毎時の同一時刻における P1, T1 でのエネルギーフラックスの比較を示す。赤で示している岸向きエネルギーフラックスに関しては、黒の破線で示す 1:1 直線の近傍にプロットが集中しており、P1, T1 において同程度のエネルギーの長周期波が入射していたことが分かる。一方、沖向きエネルギーフラックスについては明確な違いが確認でき、T1 においてより大きなエネルギーフラックスが確認できる。図 5.23 において P1 では入射波成分が、T1 では反射波成分が卓越していたことが示唆されたが、この分析結果から、入射波成分の絶対量は二点間でおおむね同一であり、反射波成分の違いが大きく影響していたことが明らかになった。また、各点において同時刻の $F_{L,+}$ と $F_{L,-}$ を図 5.24(b) に比較している。ここからわかるように、P1 においては入射波成分のほうが大きくエネルギー反射率 R^2 は平均して 0.57 程度であり、平均して約 40% のエネルギーがそれより岸側で失われていることが示された。一方、T1 においては反射波成分のほうが大きく、 R^2 は 1 を超え平均して 1.3 程度となっている。これまでの結果を踏まえると、この 2 地点での異なる傾向を与えた要因としては、測線 P 上とくらべ、測線 T 上において①浅海域での減衰率が小さかった、②長周期波が浅海域で顕著に増幅した、の二つが候補として考えられる。

一つ目の減衰率の違いについては、長周期波周期の違いが影響したことが考えられる。図 5.25(a)には式 3.3 により求めた長周期波周期の時系列変化を示す。ここからわか

るように、台風来襲前から T1 において欠測となるまで、ほぼすべての時間帯において T1 においてより大きな長周期波周期が観測されている。これは屈折等の地形的要因による入射波周期・スペクトルの違いによるものであると考えられる (図 4.14)。また図 5.25(b)には、式 3.19 による岸向き・沖向きエネルギーフラックスをもとに、それらを低周波数側グループ (0.005–0.02 Hz)、高周波数側グループ (0.02–0.04 Hz) の周波数領域でそれぞれ積分することで求めた周波数グループ別の反射率の時系列変化を示している。全体的な傾向としては、図 5.24 からもわかったように、T1 では反射波が支配的で反射率が 1 を超えているのに対し、P1 では反射率が 0.6 程度である。一方、周波数グループごとの違いに注目すると、低周波数側グループでより大きな反射率が確認できる。これは、A. van Dongeren et al. (2007)の示した式 2.3 からもわかるように、より周期の長い長周期波ほど沿岸域での減衰量が小さくなることによると考えられる。つまり以上を考慮すれば、T1 においてはより周期の長い長周期波が発達し、浅海域での反射率が増大していたと考えられる。

また後者の測線 T 上での長周期波の増大については、入射波高の違いと海底勾配の違いによって説明されうる。図 4.14 に示したように、T1 において欠測となる台風通過直前において、T1 ではより大きな短周期波波高が観測されており、これは前述の通り大磯海脚上での屈折により入射波が P1 で小さくなったためと考えられる (図 5.21)。また、測線 T では測線 P 上と比べて比較的緩勾配の斜面が続いており、それぞれの観測点から汀線までの距離は、観測点での水深の違いもあるが、倍以上となっている。de Bakker, Tissier, et al. (2016)は、浅水変形領域では緩勾配斜面でより拘束波が増幅することを示唆しており、今回のケースにおいても測線 T 上の緩勾配斜面でより拘束波が増幅したと考えられる。以上をまとめれば、測線 T 上において長周期波はより大きな入射波に長い伝播距離の間作用され続け、大きな入射長周期波が発達したものと考えられる。

以上の 2 点について、観測点が限られるため詳細な分析は難しいが、測線 T 上では入射短周期波の増大と緩勾配地形ゆえ大きな入射長周期波が発達し、かつ入射長周期波のより長い周期故に反射率が測線 P 上と比べ大きくなり、結果としてより大きな反射長周期波が T1 において観測されたものと考えられる。なお、今回の台風 21 号来襲によって西湘バイパスの沿岸擁壁に大きな被害を受けた地点 (図 4.12 内、点 D) では入射波の集中が起きていたほか、大磯海脚の存在によって前面に緩勾配地形を擁している。これらはいずれも入射長周期波の増大を招きうるものであり、より大きく発達した長周期波が被害に関与したことを示唆する結果と言える。以降は沿岸部での波浪観測が行われた測線 P 上において、バイスペクトルを用いたエネルギー収支の分析を進める。

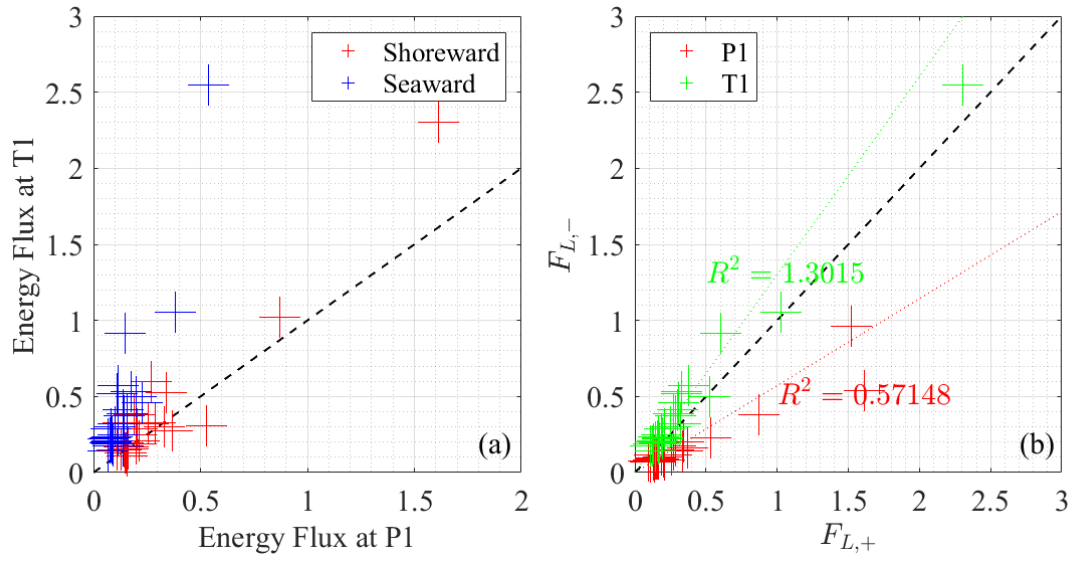


図 5.24 P1 と T1 における $F_{L,+}$, $F_{L,-}$ の比較

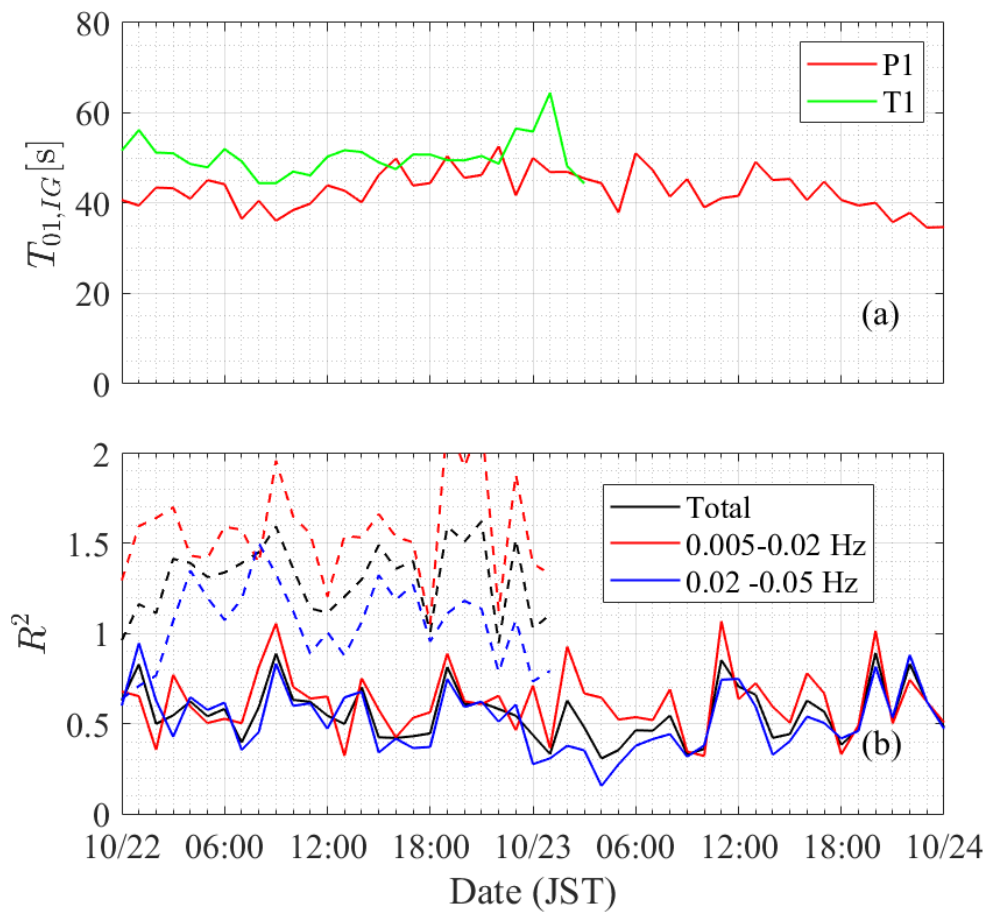


図 5.25 長周期波周期および周波数別反射率

実線は P1, 破線は T1 に対応.

5.3.3. バイスpekトルによる分析

ここでは浅海部での波浪観測が行われていた測線 P 上および極浅海域の C1 において、長周期波の生成・減衰要因の分析を進める。これまでの議論から、沖合からの高波浪の発達により拘束波として長周期波が発達した一方、それらは大きく減衰したことが示唆されている (図 5.22, 図 5.23)。より詳細なエネルギーのやり取りを分析するため、各点での水位変動に対しバイスペクトルを求め、式 3.16 に基づきさらなる議論を進める。

P1, P2 におけるバイスペクトルは、それぞれの点での毎時の水位変動データ (20 分) に対し、周波数解析の自由度を確保するため、連続する 4 つのデータセットを用いて計算を行った。対象は台風ピーク前の 10 月 22 日 22 時から 23 日 1 時までと、台風ピーク時の 10 月 23 日 4 時から 7 時とした。特にこの後者は、P1 において最大長周期波波高が確認された 23 日 5 時を中心とし、また P1 から P2 にかけて短周期波波高の大きな減少が確認された、P2 が砕波帯外から砕波帯内へと移ったと考えられる時刻に対応している。それぞれの地点・時刻での計算結果を図 5.26 に示す。まず、台風通過前、ピーク時のどちらにおいても、 $(f_1, f_2) = (0.06, 0.06)$ 近傍で正のピークが確認でき、同様に $(f_1, f_2) = (0.12, 0.06)$ 近傍においてもピークが確認できる。これは入射波のピーク周波数であった 0.06 Hz 程度のうねり成分が、浅海部での非線形性の増加に伴い自身の superharmonic 成分を発達させたことを意味している。また、台風通過前、つまり P1, P2 がともに砕波帯外に位置した時間帯の長周期波周波数帯に関わるピークに注目すると、 $(f_1, f_2) = (0.05, 0.02)$ 近傍に負のピークが明確になっている。これは 0.05 Hz 成分と 0.07 Hz 成分からその差の 0.02 Hz に当たる長周期成分にエネルギー流入が生じていることを意味するピークで、0.06 Hz を中心とするうねり成分からのエネルギー流入によって、拘束波として長周期波が生成・発達したことが示唆されている。また、台風ピーク時の P1 では、同様のスペクトルピークが長周期波成分とうねり成分との間に確認できており、やはり砕波帯外に位置した P1 において長周期波が増幅されていたことが分かる。しかし、台風ピーク時に砕波帯内に位置していた P2 においては、これまでと異なる正のスペクトルピークが確認できる。そのひとつは $(f_1, f_2) = (0.025, 0.025)$ 近傍であり、もう一つは $(f_1, f_2) = (0.07, 0.01-0.03)$ 近傍である。前者は緩勾配斜面上で多くその存在が示唆されてきた、長周期波の superharmonic 成分へのエネルギー流出に対応するものである (de Bakker et al., 2014, 2015; A. van Dongeren et al., 2007; Inch et al., 2017; Rijnsdorp et al., 2015)。一方、後者のピークについては短周期波の砕波に伴う長周期波から短周期波ピーク周波数成分へのエネルギー流出に準じるピークである (Guedes et al., 2013; Henderson et al., 2006; Thomson et al., 2006)。今回のケースでは P2 においてその双方が確認されており、短周期波の砕波によって拘束波の減衰が生じた上に、長周期波自身の波高増大に伴い長周期波の superharmonic 成分が徐々に発達することで、全体として長周期波の減衰が進んだものと考えられる。

また、極浅海域でのエネルギー遷移を分析するため、台風ピーク時前後における C1 での観測波形に対して同様のバイスペクトル解析を行った結果を、図 5.27 に示す。ここで

は観測が可能であった 2017 年 10 月 23 日 5 時 30 分から 7 時 30 分までの波形に対して分析を行っている。C1 は沿岸方向に 1 km ほど離れた点であるため、P1, P2 との単純な比較は難しいが、P1, P2 で確認できたような、短周期波ピーク周波数成分の superharmonic 成分の発達を示すピークが確認できる。一方長周期波については、一部長周期波へのエネルギー流入を示すピークが存在しているが、これは砕波後の短周期波の浅海部での再発達によるものであると考えられる。また、長周期波から短周期波へのエネルギー遷移を表す正の明瞭なピークが $(f_1, f_2) = (0.015, 0.08)$ 近傍に確認され、長周期波から短周期波へのエネルギー遷移が確認されたが、P2 で確認できたような長周期波の倍周波数成分へのエネルギー遷移は確認されなかった。これは比較的勾配の大きい海岸部での特徴と同一である (de Bakker, Tissier, et al., 2016)。

極浅海域においては正確な地形が得られていないため P1, P2 との違いを正確に議論することは困難であるが、いずれにしても、砕波帯内の観測点では明確な長周期波の減衰を示すピークが確認された。以上の結果から、拘束波として生成された長周期波は、浅水変形を通じ台風時のうねり成分からのエネルギー遷移を受け、2 m を越える波高になるまで増幅していた一方で、砕波帯内では減衰に転じそのエネルギーの一部を短周期波に流出する形で失っていたことが示された。

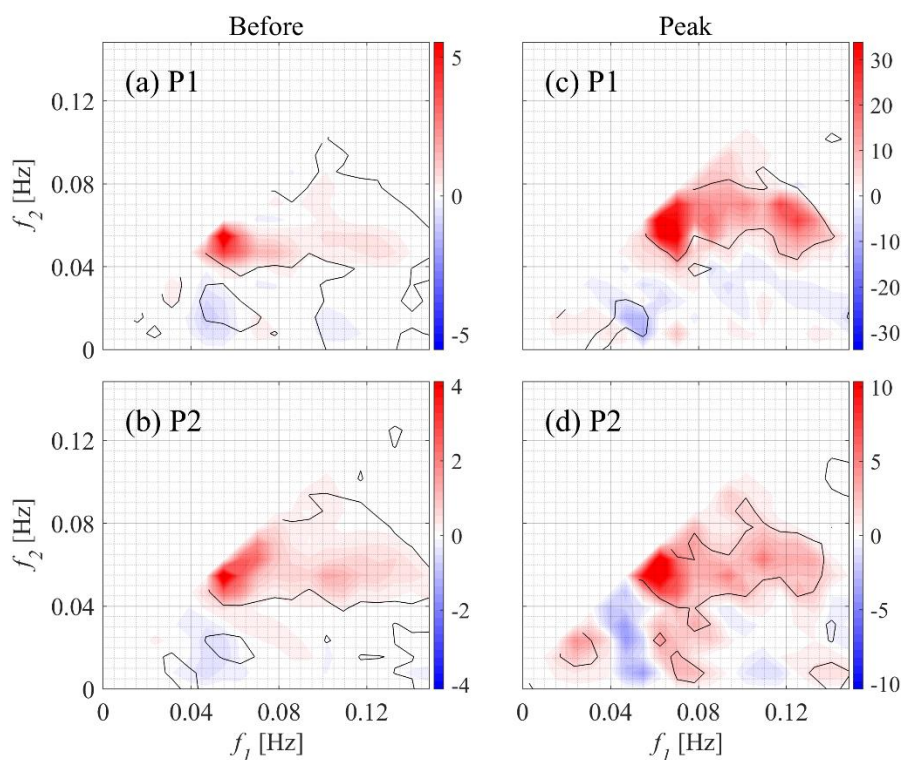


図 5.26 P1, P2 でのバイスペクトル虚数部
(a-b)台風ピーク前. (c-d)台風ピーク時.

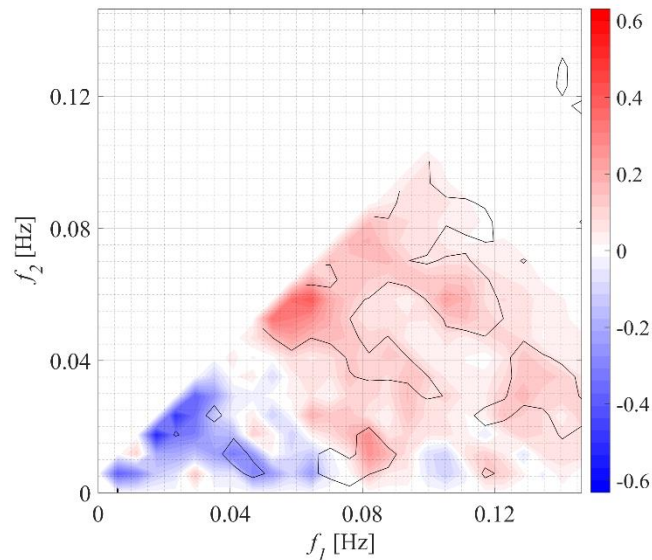


図 5.27 C1でのバイスペクトル虚数部

5.3.4. まとめ

本ケースでは超大型台風来襲時の波浪観測データをもとに、高波浪時における長周期波の生成・減衰過程について分析を行った。高波浪時の生成メカニズムについては拘束波理論に基づく長周期波の生成・発達を確認された。浅水変形領域での長周期波の発達過程では、台風によって大きく発達した周期の長いうねり成分から、長周期波へのエネルギー流入が確認された。一方で短周期波の砕波を経ると長周期波の減衰が確認された。減衰メカニズムについては既往研究からその存在が主張されている、長周期波の前傾化に伴う倍周波数成分へのエネルギー遷移、および短周期波ピーク周波数成分へのエネルギー流出がともにバイスペクトル解析から確認できた。特に後者については Baldock (2012)がまとめたように、長波領域外での短周期波の砕波に伴う拘束波の減衰が生じていたと考えられる。今回のような高波浪時には、アーセル数が平穏時と比べ大きくなり短周期波の砕波位置は長波領域外となるため、顕著に拘束波の減衰が生じていたと考えられ、少なくとも本ケースでは台風ピーク時に水深 6 m を越える地点から、すでに長周期波は減衰へと転じていたことが分かった。長周期波が短周期波と同様に入射波高の増大に対して飽和するのか、という点については既往研究を含め未だ明確な結論は得られていないが、本ケースでの分析結果は、高波浪時に発達する長周期波は砕波帯内で大きく減衰することを明確にしたもので、長周期波の飽和の有無について観測結果に基づく重要な示唆を得た。

また、海岸地形による屈折によって入射波高が集中しかつ緩勾配を擁する岸沖測線上では、より大きな長周期波の増幅を示唆する結果が得られた。これは特に本ケースのような高波浪時には、比較的水深の大きい領域 (>10m) からの海底地形の違いによって長周期波の増幅率が大きく異なることを示唆するもので、防災上重要な知見が得られたといえる。

5.4. 長周期波の生成・減衰過程：まとめ

本章では、長周期波の生成・減衰過程に主な焦点を当て、それらに対し沖波・地形・潮位等の様々な要素が与える影響について分析を進めた。いずれの砂浜海岸においても長周期波は拘束波としての生成が顕著であり、それら長周期波の生成・発達・減衰プロセスは上述のような様々な要素によって大きく変化しうることが分かった。さらに、これまで個別のプロセスとして議論されてきた長周期波の生成・減衰メカニズムは、相互に関連しうるのであることが示唆された。

本章で得られた主要な結論を以下にまとめる。

1. 波崎海岸では9か月におよぶ沿岸波浪・遡上の長期観測を実現し、多様な沖波条件下での長周期波の生成・減衰を分析した。拘束波として発達した長周期波は、沖波波高のみならず周期の増加によっても大きく増幅していた。また沖波スペクトル幅の増加によって、浅水変形により増幅しやすい周期の短い長周期波が生成されることで、より長周期波波高が増大することが確かめられた。長周期波周期は減衰率にも大きく影響しており、長周期波の減衰率は前浜勾配と入射長周期波の波形勾配によりおおむね説明されることが確かめられた。長周期波遡上に対しては、低波浪時にはスペクトル幅の増加による長周期波周期の低下・長周期波波高の増大が遡上の増大に寄与することが示唆された。一方で高波浪時には、長周期波周期の低下が減衰の増大も招くため、浅海部で発達する周期の長い長周期波がより大きな遡上を引き起こしうることが分かった。
2. 急勾配海浜と沿岸砂州を擁する平塚海岸では、既往研究とは逆の傾向となる、低潮位時の長周期波の増幅を確認した。数値再現と合わせた検討から、潮位の違いに伴う沿岸砂州上での碎波の有無が重要な要素であることが分かった。低潮位時には水深の低下に基づき非線形性が増加し、長周期波が増幅した一方、高潮位時にはその程度が小さく、かつ沿岸砂州上で碎波しなかった波群が遡上域で動的なセットアップを生成し、結果として入射した拘束波を大きく減少させていたことが分かった。特に、碎波点変動による長周期波の生成プロセスと、短周期波へのエネルギー流出による長周期波の減衰プロセスは相互に関連しうる物理プロセスであることがわかった。
3. 2017年台風21号上陸時の波浪観測からは、2mを越える長周期波が観測された。この長周期波は拘束波として発達していた一方で、碎波帯内で短周期波にエネルギーを移すことで顕著に減衰をしていた。また、沿岸方向に異なる地点で長周期波の大きさが異なることを確認し、入射波の増大と緩やかな海底勾配によって長周期波が顕著に増幅したことが示唆された。また、長周期波周期によっても反射率は大きく変わっており、台風上陸時のような高波浪時には長周期波の減衰が顕著になるため、入射長周期波の周期が長くなるほど沿岸での増幅をもたらすことが示唆された。

6. 長周期波による沿岸波浪場への影響

5章では、長周期波が入射波によって沿岸部で生成・減衰する過程を分析したが、本章ではその発達した長周期波がどう沿岸波浪場に影響を与えるのか、について現地観測データおよび数値再現結果をもとに議論を進める。

6.1. 沿岸波高確率分布への影響：2017年台風21号来襲時

ここでは4.3章で示した台風21号来襲時の測線P上およびC1での波浪観測データをもとに、沿岸部での長周期波と短周期波間の干渉について議論する。

6.1.1. 砕波を通じた波群の変化

5.3章ですでに示したように、波群包絡線と長周期波の相互相関による分析から、長周期波は主に拘束波として生成されたことが明らかになった。(図 5.23)。その分析の中でP1では、拘束波としての長周期波生成を示す、波群包絡線と長周期波の間の負の相関が確認され、長周期波の谷の上を高波浪が伝播する形で伝播していたことが示されている。ここではその波群と長周期波との位相関係について、より深く分析を行った。

図 6.1(a, b)にはそれぞれP1, P2における波群包絡線と長周期波の相互相関を示している。P1に対応する図 6.1(a)については図 5.23(a)と同一の計算結果を示しているが、説明のため縦軸を時間差 τ ではなく、長周期波の周期 $T_{01,IG}$ を用いて $\Delta\psi = 2\pi\tau/T_{01,IG}$ によって与えられる位相差 $\Delta\psi$ に変換して示している。観測期間を通じて砕波帯外に位置したと考えられるP1においては、前述の通り波群包絡線と長周期波の間で位相差0に対応する点で負の相関が確認できる。一方、P2に対応する図 6.1(b)においては異なる結果が確認できる。P2が砕波帯外に位置した台風通過の前後では、P1と同様に波群包絡線と長周期波の間に負の相関が確認できるが、砕波帯内に入ったと考えられる台風ピーク時(10月23日6時)近傍では、負のピークはおおむね位相差 $-\pi$ にシフトし、位相差0では正の相関が確認できている。

この結果は、図 5.12での議論と同様に、長周期波もしくは波群(包絡線)のどちらかもしくは双方に位相の変化が生じたことを示唆している。こうした波群と長周期波間の位相変化は既往の観測や実験結果からも確認されている(Battjes et al., 2004; A. van Dongeren et al., 2007; Inch et al., 2017; Janssen, 2003; Masselink, 1995)。この位相変化をより詳細に分析するため、P1, P2間での長周期波および波群の観測波形の相互相関を求め、2点間での長波伝播時間と比較した結果を図 6.1(c, d)に示す。図 6.1(c)に示す長周期波同士の相関を見ても、黒の破線で示したP1からP2への長波の伝播時間に相当する時間差 τ において、観測期間を通じておおむね正の相関が観測されており、特に長周期波が顕著になる台風ピーク時近傍で明確な相関が確認できる。一方、図 6.1(d)に示す波群包絡線間の相互相関では、台風通過前後では同様に正の相関が長波伝播時間近傍にて確認できるが、台風ピーク時近傍に

おいては正の相関のピークがシフトし、相関自体も低下していることが分かる。

以上の分析から、P1 では長周期波の谷の上を高波浪が伝播していた一方、台風ピーク時近傍に砕波帯内に位置した P2 では、長周期波の峰の上を高波浪が伝播していたことがわかる。そして、それは Janssen (2003)が示したような波群に対する拘束波の位相の遅れが主要因ではなく、波群構造の変化によって引き起こされていることが分かった。こうした変化は P2 が砕波帯内に位置した時間帯にのみ生じていることから、波群の位相変化には砕波過程が大きく影響したと考えられる。こうした砕波を通じた波群の位相の変化は、沿岸での高波が必ずしも砕波帯外での高波と相関しないことを示唆しており、防災上重要な沿岸での最大波・高波浪を決定づける現象であると考えられる。そこで本ケースでは、長周期波の位相による個別波の伝播速度の変化を議論した Tissier et al. (2015)を参考に、波別解析を通じこの波群の位相変化に対する個別波の波高変化の詳細な分析を進める。

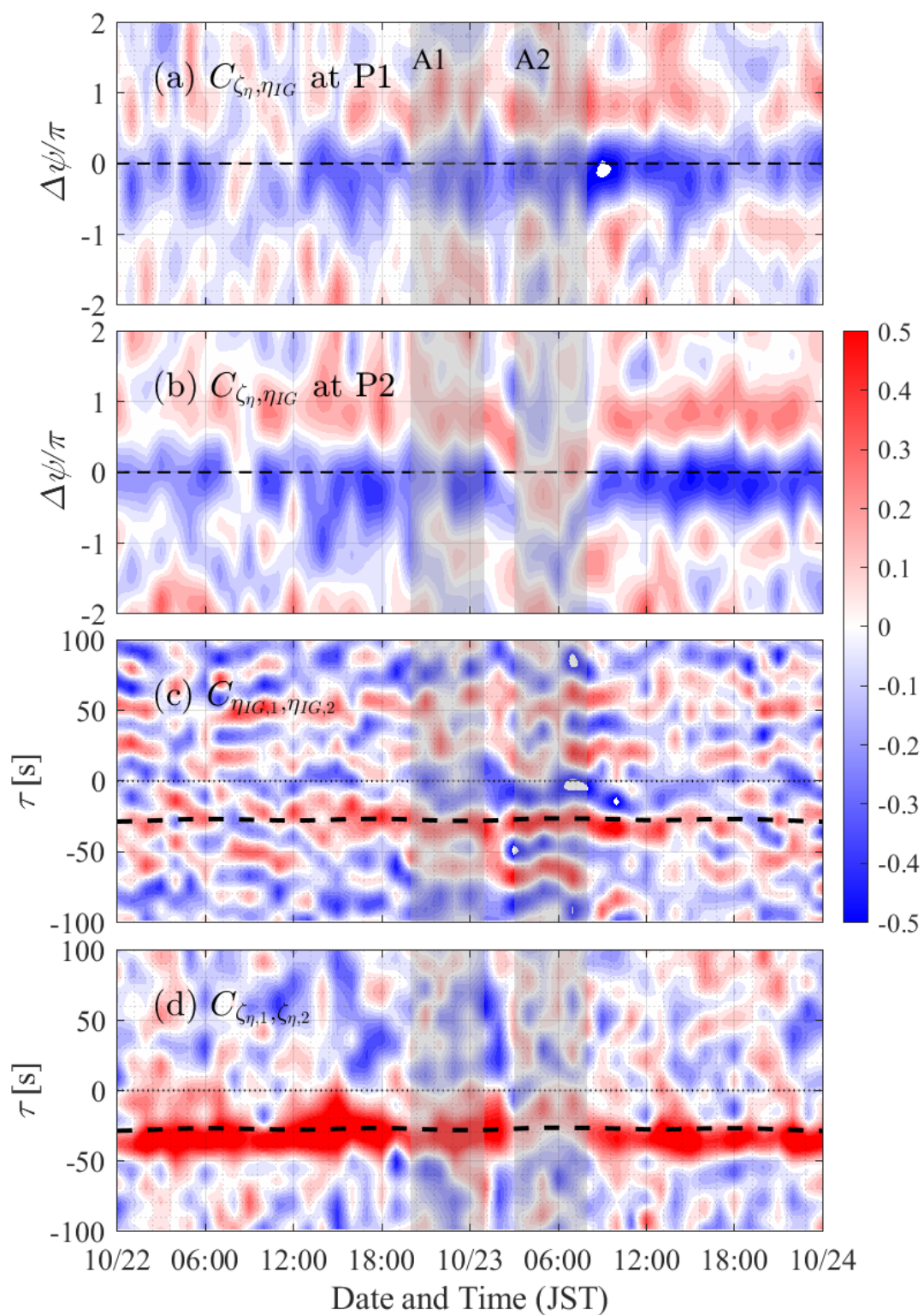


図 6.1 波群と長周期波の関係

- (a)P1 での ζ_η - η_{IG} 間の相互相関. (b)P2 での ζ_η - η_{IG} 間の相互相関.
(c)P1-P2 間での η_{IG} の相互相関. (d)P1-P2 間での ζ_η の相互相関.

6.1.2. 波別解析

ここでは波別解析を用いて波群と長周期波間の位相変化について分析を行う。分析対象は P2 において長周期波と波群包絡線間に負の相関が確認されている台風通過前（10 月 22 日 20 時から 23 日 1 時）および位相変化の確認された台風ピーク時（10 月 23 日 3 時から 8 時）のそれぞれ 5 時間とした。それぞれの観測期間は図 6.1 に網掛けで示しており、それぞれ説明のため A1, A2 とラベルを付けることとする。それぞれの期間に観測された水位変動に対しゼロダウンクロス法をもとにした分析を行った。

ここでは短周期波の碎波プロセスを分析するため、次式で与えられる合田の碎波指標をもとに分析を進める(Goda, 2010)。

$$\frac{H_b}{h_b} = A_1 \frac{L_0}{h_b} \left\{ 1 - \exp \left[-1.5\pi \frac{h_b}{L_0} \left(1 + 11 \tan^3 \beta \right) \right] \right\} \quad 6.1$$

ここで H_b , h_b はそれぞれ碎波波高, 碎波水深である。 $\tan \beta$ は海底勾配でありここでは 1/40 とした。碎波波高水深比を決定する A_1 は不規則波に対して提案されている $0.12 < A_1 < 0.18$ をここでは用いる。この上限・下限は、それぞれ不規則波実験から得られた結果のばらつき
の上限・下限に対応した値である。本式において h_b で与えられる碎波水深を静水深 h で置きかえることで、沖波波長 L_0 を与えた場合の各地点での最大波高水深比を経験的に求めることが出来る。また今回の分析では、それぞれの観測点において個々の波の波峰が観測された時刻に対応する長周期波水位 η_{IG} を求めた。そして、それらを各時刻の長周期波波高で無次元化することで、各個別波に対応する長周期波の位相 (η_{IG}/H_{IG}) を求め、それらをもとに個別波の波高水深比を整理した。つまり、 η_{IG}/H_{IG} が負であれば個別波が長周期波の谷の上を伝播したことに
対応し、正であれば個別波が長周期波の峰の上を伝播したことを示す。なお一連の分析では分析期間内における沖波波高の変化の影響を除くため、各時刻の観測波形に対して無次元量を求め、それらを最後にまとめている。

以上の分析を期間 A1 にて行った結果を図 6.2(a, b) に示す。なお、図内では観測された全個別波の結果を散布図で示しているが、本研究の主要な対象である高波浪の分布を明らかにするため、各期間内での上位 10% の高波（以下、高波と呼称する）については青色付けし、それらの長周期波の位相別の分布については図内に数値で示している。また、図内には長周期波の位相に対し波高分布が統計的に有意であるかを示すため、赤線で Koenker (2005) に基づく 10%、50%、90% 分位点回帰直線 (Quantile Regression) をそれぞれ示しており、95% 信頼区間において傾きが有意となったもののみ実線で示している。まず、期間 A1 に P1 で観測された高波の分布をみると、その多くは長周期波の谷に位置していたことが分かる (72%)。個々の高波に対応した長周期波位相の平均である $\eta_{IG}/H_{IG} = -0.08$ を高波が長周期波の位相に関係なく分布すると仮定した際 ($\eta_{IG}/H_{IG} = 0$) の 95% 信頼区間と比較すると、信頼区間から外れた値となっていた。さらに 90% 分位回帰直線も優位に負の相関を示しており、高波は有意に長周期波の谷に位置していた。P2 において高波は長周期波の谷・峰の上にはほぼ同様に分布していたが (57%・43%)、P1 での観測と同様に 90% 分位回帰直線

は有意に負の相関を示していた。高波の一部は合田の碎波指標に基づく碎波領域（図内破線）に分布していることから、期間 A1 においても一部の高波が P1-P2 間で碎波を経たことが示唆され、これが P1 と比較して分布の変化をもたらしたものと考えられる。

本研究では、さらに個別波の波高変化を P1, P2 間で求めている。この中ではまず二点での水位変動に対して相互相関解析を行い、最大の相関を与える時間差を求め、二点間の平均的な波の伝播時刻とみなした。そして、その伝播時刻を考慮したうえで波峰の観測時刻をもとに二点間での個別波の対応付けを行った。なお、誤抽出を除外するため、①対応づけされた P1, P2 での個別波周期の差が有義波周期の 25%以下であること、②個別波周期が有義波周期の 50%以上であること、の二つの制限をもとに、両者を満たすペア以外は全て誤抽出とみなし除外した。最終的に対応づけされた個別波の二点間での波高変化を図 6.2(c) に示す。横軸に個別波の P1 での波高水深比、縦軸に P2 での波高水深比を示している。期間 A1 においては、両者はほぼ線形な相関を示しており、P1-P2 間で一部の高波が碎波したものの、P1 での高波は P2 でも同様に高波として伝播していたことが分かる。

一方、以上と同様の分析を期間 A2 にて行ったものを図 6.2(d-f)に示す。P1 においては、波高水深比は約 0.7 で頭打ちとなっており、一部の高波は碎波によって既に減衰していたものと考えられる。この状況自体は期間 A1 における P2 での観測結果と似た傾向を示しており、やはりより多くの高波(60%)が長周期波の谷の上に存在していたことが分かる。入射波高が増大したこの期間においては、90%分位回帰のみならず 50%、10%分位回帰もそれぞれ有意な負の相関を示す結果を得ているが、これは波高の増大により自由長周期波に対し拘束波がより支配的となったためと考えられる。一方、期間 A2 では完全に碎波帯内に位置したと考えられる P2 においては、異なった結果が得られている。まず、多くの高波が合田の碎波指標によって求められた碎波波高水深比の範囲、それも碎波基準の上限近傍 (>0.7) に位置しており、さらにその中の多く (73%) は長周期波の峰の上で観測された。これら高波に対応する長周期波位相の平均 $\eta_{IG}/H_{IG} = 0.15$ は t 検定により 95%信頼区間で有意に正の値であるとされ、90%分位回帰も有意な正の相関を示している。一方で長周期波の谷に該当する $\eta_{IG}/H_{IG} < 0$ の範囲では、碎波基準の上限近傍の波高水深比をもつ個別波は少なく、多くが下限近傍に集中している。この結果は、この高波浪時の長周期波による水位変動が短周期波の碎波にも影響を与えていることを示唆しており、特に長周期波の峰では水深の増加に伴い、短周期波の碎波減衰が緩和されていると考えられる。以上の分析において波高を無次元化する際の水深を静水深 h から長周期波の水位変動を含む $h + \eta_{IG}$ に変更し、同様の分析を行ったものを図 6.3 に示す。この中で上位 10%の波高水深比を持つ高波の分布は、期間 A1 での P1, P2 および A2 での P1 では図 6.2 と大きな変化が見られないが、期間 A2 での P2 では図 6.2(e)に示した静水深時の結果とは明確に異なっており、長周期波の位相に対する高波分布のバイアスが失われ、ほぼ均等な分布となっている。この結果は、碎波帯内に位置する P2 における最大波高は、単純な静水深ではなく長周期による水深変動によって決定されていることを示すものである。さらに、図 6.2(f)には期間 A2 における個別波の

P1-P2 間での波高変化を示す。ここでは期間 A1 でのほぼ線形な関係とは異なる分布が確認できる。P1 で波高の大きかった個別波は P2 では中程度の波高となり、一方で P1 では中程度の波高であった個別波が、P2 では最大波グループを形成していることが確認できる。

以上の結果から、長周期波による水深変動が短周期波の碎波減衰に影響を与えていることが明らかになった。拘束波として発達した長周期波の谷の上を伝播した波高の大きい個別波は、長周期波による水深低下と自身の波高の大きさによって碎波減衰が早まり碎波帯内では相対的に波高は小さくなった。一方で、長周期波の峰の上を伝播した個別波は水深の増加に伴い碎波が遅れ、結果として碎波帯内では高波として伝播したと考えられる。長周期波がこうした短周期波の碎波の変調を引き起こすことで、短周期波の波群構造を変化させ、図 6.1 で見られたような波群の位相変化が生じたと考えられる。

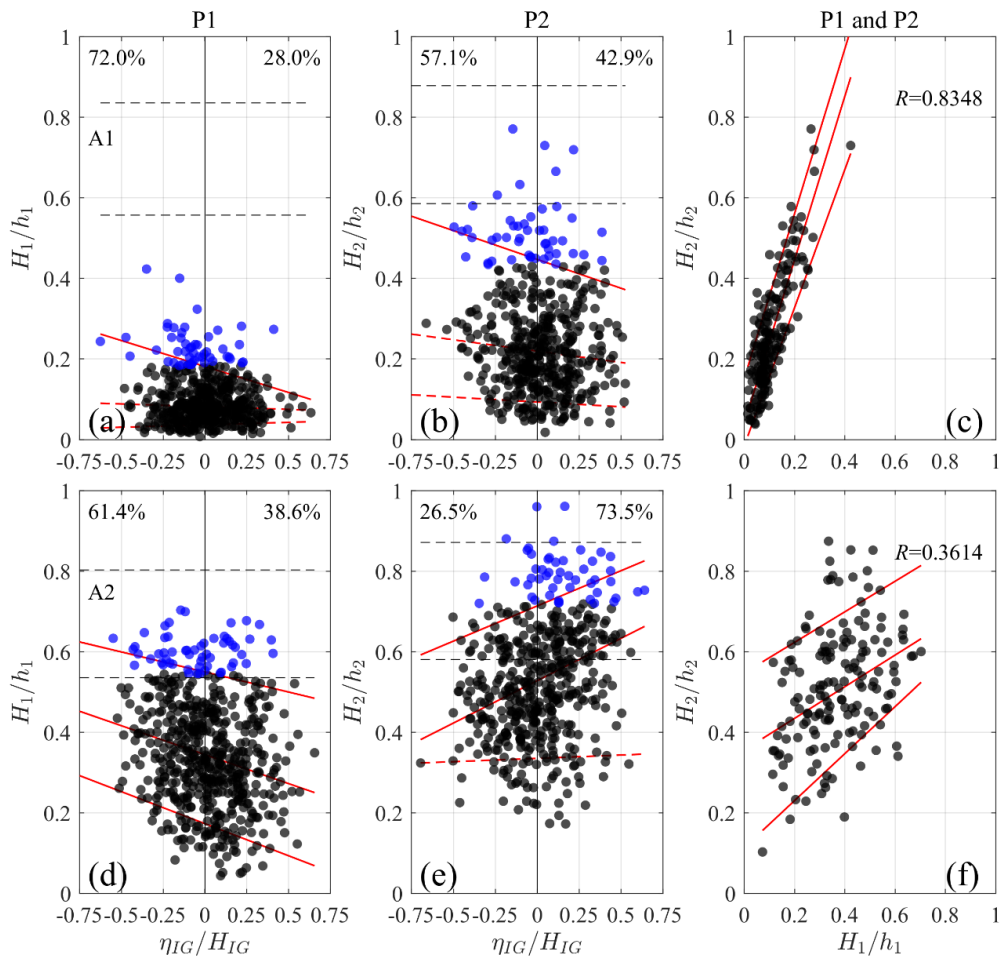


図 6.2 長周期波位相と個別波波高の関係（静水深）

(a-c)期間 A1. (d-f)期間 A2.

(a, b, d, e) P1, P2 での長周期波位相と波高水深比.

(c, f)P1-P2 間での個別波の波高水深比の比較.

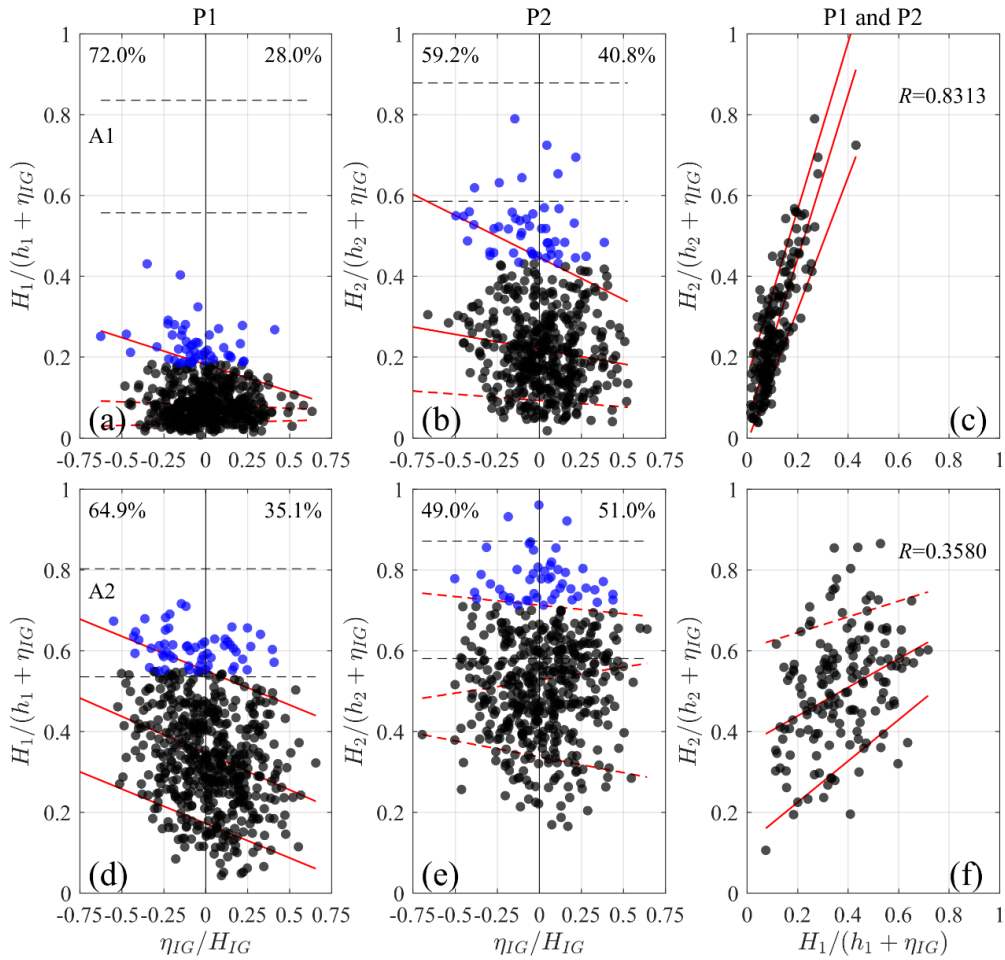


図 6.3 長周期波位相と個別波波高の関係（全水深）

図の詳細は 6.2 と同じ。

本研究ではさらに、長周期波による砕波の変調が高波の発生確率分布に与える影響をより詳しく分析した。以降の分析では、前述の波別解析により個別波に対応づけされた長周期波の位相 (η_{IG}/H_{IG}) について、峰 ($\eta_{IG}/H_{IG} > 0.15$)、谷 ($\eta_{IG}/H_{IG} < -0.15$)、中間 ($-0.15 < \eta_{IG}/H_{IG} < 0.15$) の 3 つのグループに分ける。これら長周期波の位相による個別波特性の変化を分析するため、毎時の有義波高で無次元化された個別波波高 $H/H_{1/3}$ の発生確率分布を P1, P2, C1 の三点で台風ピーク前後の期間 A2 内で作成した。なお、C1 においては期間 A2 (10 月 23 日 3 時から 8 時) のうち、5 時 30 分より前は欠測となっており、それ以降のデータのみを分析対象としている。以上の分析から得られた波高確率分布を図 6.4 に示す。なお、図内には次式

$$P_{Weibull}(x) = \frac{b}{a} \left(\frac{x}{a}\right)^{b-1} \exp\left(-\left(\frac{x}{a}\right)^b\right) \quad 6.2$$

で与えられるワイブル分布の確率密度関数にもとづく近似曲線を黒線で示している。ここで $x = H/H_{1/3}$ であり、 a, b はそれぞれ分布のスケールおよび形状を決定するパラメータである。特に $b = 2$ の時には上記の確率密度関数はレイリー分布に一致する。近似により求められたこの二つのパラメータについては同図内にそれぞれ示している。また、異なる長周期波の位相グループ間での波高確率分布の変化を統計的に明らかにするため、Kolmogorov-Smirnov(KS)検定を用いた。このKS検定は二つの標本にもとづき、それらの母集団の確率分布が異なるかを判定するノンパラメトリックかつ一般的な手法である。ここでは95%有意水準を基準とし、判定の p 値が0.05を下回った場合を異なる分布であるとみなす。

まず長周期波の位相によらない、観測された個別波全体の波高確率分布を分析する(図6.4(a-c))。P1とP2で比べてみると二つの確率分布は異なっており($p=0.003$)、二つのパラメータ a, b ともに増加していることが分かる。これは砕波帯内に位置したP2では砕波過程を通じて個別波波高の上限がP2での水深に大きく依存し、波高のばらつきが減り確率分布がより鋭いピークを持つようになったことを示している。またP2とC1では、観測地点が違うことを念頭においても、異なる確率分布が確認された($p=0.006$)。これは既往の観測からも確認されたように、砕波後の短周期波の再発達により裾野の広い確率分布となったと考えられる(Inch et al., 2017)。

次に、長周期波の峰上のグループ(図6.4(d-f))および谷上のグループ(図6.4(g-i))での比較を行う。それぞれの観測点においては、それぞれ明確に異なる波高確率分布が確認できた($p<0.001$)。P1においては、有義波高を越える高波($H/H_{1/3} > 1$)の多くは長周期波の谷の上で観測されている。谷上のグループでの波高確率分布は、峰上のグループでの波高確率分布と比較して、そのピークはより高波浪側に位置していることがパラメータ a の値からも示唆される。これは長周期波が拘束波として生成し、波群の高波浪部の下に長周期波の谷が伝播していたことを再確認する結果である。一方、入射波の多くが砕波したと考えられるP2では、また別のトレンドが確認できる。長周期波の谷の上を伝播する高波はわずかで波高確率分布のピークは0.7程度であるのに対し、長周期波の峰の上では多くの高波が観測され、波高確率分布のピークも0.9近傍に確認できる。さらに峰上では谷上と比べて a は大きく、 b は小さくなっており、長周期波の峰の上での波高確率分布はより高波浪側にピークを持つ広い裾野を形成していたことが分かる。こうした結果はC1においてより顕著になっており、特に峰の上の個別波のおおよそ半数が有義波高より大きく、最大で $1.5H_{1/3}$ にまで達していたことが分かる。こうしたP1からのP2、C1における変化は、前述の通り長周期波の水位変動が個別波の砕波減衰に影響し、高波浪が長周期波の峰の上に集中したことによると考えられる。こうした沖から沿岸部までの段階的な波高確率分布の変化は、砕波帯内での個別波波高は砕波帯外でのそれらの波高だけではなく、対応する長周期波の位相によって決まっていたことを示唆するものである。

最後に、図6.4(j-l)には中間グループに対応する波高確率分布を示す。この中間グループは、長周期波の水位変動による影響をあまり受けていないグループとみなせる。ここ

での確率分布を図 6.4(a-c)の全体の波高確率分布と比較することで、長周期波の影響を顕在化させることが出来る。水深 14 m, 6 m の P1, P2 においては、全体の確率分布と中間グループの確率分布との間に、有意な違いは確認できなかった ($p=0.82, 0.69$)。一方, C1 においては有意な差があることが確認された ($p=0.015$)。全体の確率分布では a がより大きく、 b がより小さくなっており、よりピークが高波浪側の裾野の広い確率分布となっていることが分かる。特に、有義波高を越える高波 ($H/H_{1/3} > 1$) はより顕著に全体の確率分布で増加している。つまりこの結果は、長周期波が引き起こす短周期波の碎波の変調が、高波の出現頻度を引き上げていることを示している。こうした碎波を通じた一連のプロセスが、高波による構造物被害・浸水被害を増大させる一つのメカニズムとなっていると考えられる。

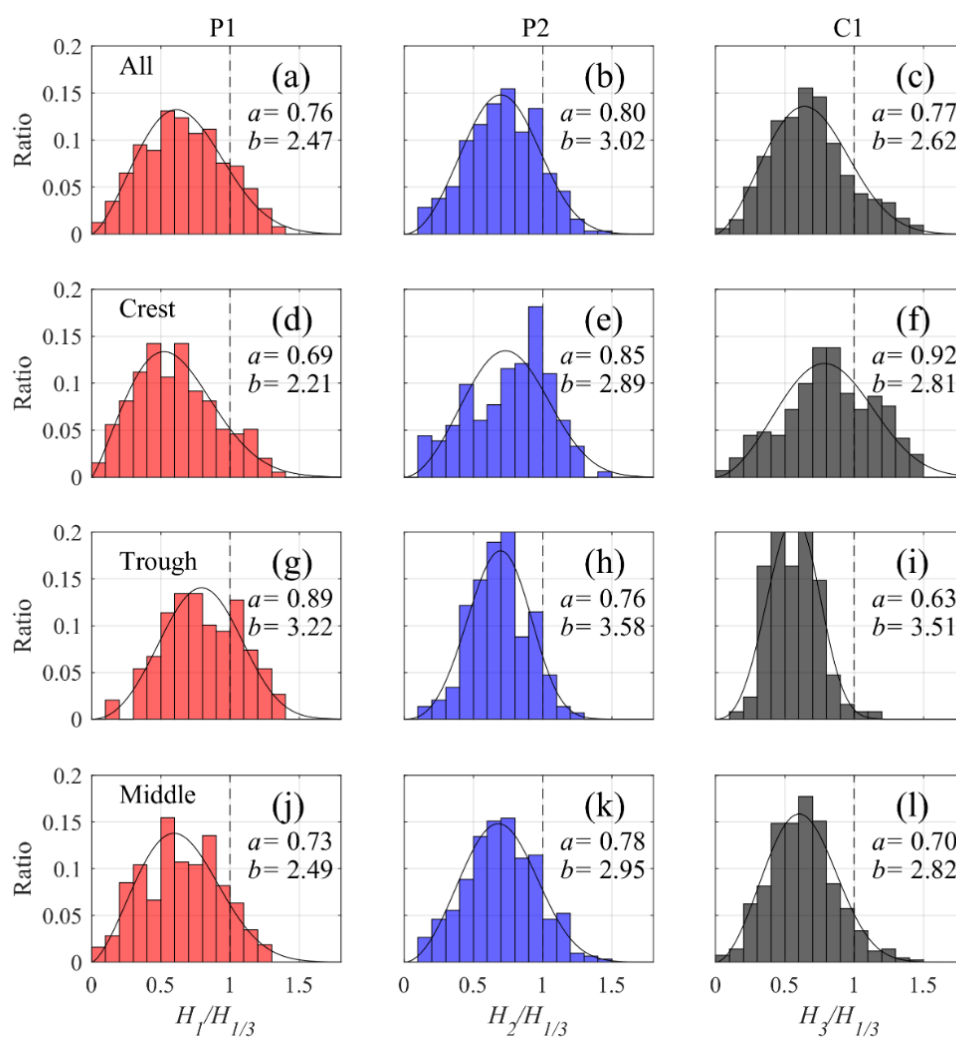


図 6.4 長周期波の位相グループ別、波高確率分布

(a-c)全体. (d-f)長周期波の峰上. (g-i) 長周期波の谷上. (j-l)中間グループ.

左から P1, P2, C1 に対応.

6.1.3. まとめ

本ケースでは、2017年台風21号来襲時の波浪観測データをもとに、長周期波による沿岸波浪への影響について波別解析を用いて分析を行った。砕波帯外では拘束波として長周期波が生成・発達していたため、長周期波の谷の上に高波浪が集中していた。この長周期波の谷の上を伝播していた高波浪は、自身の大きさと水深の低下故に砕波が早まり、砕波帯内で顕著に減衰していた。一方、長周期波の峰の上を伝播していた比較的小さい波は、長周期波による水深増加の影響を受けその砕波が遅れ減衰しにくくなっていた。こうした長周期波の水位変動による砕波の変調により、最終的には高波浪が長周期波の峰の上に集中する形となっていた。こうしたプロセスは最終的に沿岸での高波の発生頻度にも影響し、長周期波の存在が高波の発生頻度を引き上げていることが示された。こうした長周期波による沿岸高波浪への影響を現地で明らかにした例はこれまでなく、沿岸防災を目的とした波浪外力の予測において、重要な知見を得たといえる。

6.2. 沿岸遡上へ与える影響：2019 年台風 15・19 号来襲時

本ケースでは 2019 年台風 15 号 Faxai および台風 19 号 Hagibis の二つの台風来襲時の西湘海岸を対象とする (4.4 章)。台風通過後に計測された遡上痕跡高からは西湘海岸沿いに大きな変動が確認されている (図 4.18)。ここでは遡上痕跡高データから示唆された局所的な遡上増大に対し、長周期波がどう寄与しているのか、沿岸波浪の数値再現結果をもとに分析を進める。

6.2.1. 経験式を用いた遡上高予測

まず初めに、WAVEWATCH III による波浪推算結果と経験式を用いた遡上高予測を行い、西湘海岸全体での遡上高の分布について分析を行った。図 6.5 には、それぞれの波浪推算期間内での Grid 5 における最大モーメント波高を示す。台風 15 号においては、最大波高は高々 7–8 m であり、相模湾全体においては顕著な沿岸方向分布は確認できない。一方で台風 19 号のケースでは、相模湾中心部に当たる大磯港の東側から平塚の沿岸部にかけてより大きな 10 m を越える沖波波高が推算された。一方、遡上痕跡高調査の結果では大磯港の西側でそれぞれ最大痕跡高を観測しており、むしろ東側においては西側と比較して痕跡高は小さくなる傾向にあった。そのため、遡上痕跡高の沿岸分布を説明しうるような沖波波高の沿岸方向の違いは確認できなかった。

この波浪推算による最大波高データをもとに、Stockdon et al. (2006) によって求められた経験式 (式 2.4) を用い、遡上痕跡高との関係を分析した。この分析では、標高 0 m の等高線上の各点において、岸沖方向を法線ベクトルによって仮定し、各点での沖向き法線が水深 80 m の等深線と交わる点を沖波諸量の取得地点とした。用いた沖波波高は波浪推算結果から得られた計算期間内最大のモーメント波高 (図 6.5) とし、沖波周期は波高最大時のピーク周波数から求めた。また、各地点での前浜勾配を国土地理院 DEM より求めた。ここでは標高 0 m から標高 7 m を代表的な遡上域と仮定し、汀線上の各点からの岸向き法線と標高 7 m の等高線との交点から二地点間の距離を求め、前浜勾配を求めている。なお、西湘バイパス等の海岸構造物によって、国土地理院 DEM データが砂浜地形をとらえていないと判断された一部の地域は、計算から除外した。以上のプロセスから得られた沖波波高、沖波周期、前浜勾配を用いて、上位 2% 遡上高 $R_{2\%}$ を式 2.4 より求め、観測された遡上痕跡高と比較した。以上の結果を図 6.6(a) に示している。推定式は上位 2% 遡上高に対応し、痕跡高は最大遡上高に対応するものと考えられるため、単純な比較は難しいが、ピンクもしくは水色で示す海岸構造物の影響を受けたと考えられている遡上痕跡高データを除けば、色つきの破線で示している経験式による推定遡上高が良好に遡上痕跡高と対応していることが分かる。特に大磯港を境とした西側の大磯での遡上高の増加がおおむね評価できており、西湘海岸での遡上高の分布はおおむね沖波諸量と前浜勾配によって説明されることが分かった。

大磯港を境にした遡上高の違いをもたらしした要因について、用いた経験式 2.4 をもと

に分析を進める。この式は沖波諸量のみ依存する外力項 $\sqrt{H_0 L_0}$ と地形のパラメータである前浜勾配 $\tan \beta_s$ の二つのみから構成されている。そこで、この二つの項について沿岸方向の変動を図 6.6(b)に示す。ここで左軸には外力項を、右軸には前浜勾配をそれぞれプロットしている。外力項についてみると、図 6.5 からも示唆されたように、大磯で沖波外力が顕著に増加したということはなく、むしろその東側の平塚で比較的大きな値が確認された。一方、前浜勾配についてみると、大磯では 0.15–0.2 の急峻な前浜勾配となっている一方、東側の平塚ではばらつきはあるもののおおむね 0.15 以下で 0.1 程度と明確な違いが確認できる。以上の分析により、二つの台風上陸時に共通して確認された大磯での遡上(痕跡)高の増大は、沖波外力の増加ではなく、急峻な前浜勾配が大きな要因となっていたことが明らかになった。また、Stockdon et al. (2006)の経験式の中では、前浜勾配によって影響を受けるのはセットアップもしくは短周期波遡上であり、大磯においてはそれらが急勾配海浜において増大することで全体の遡上を大きくしていることが示唆される。

経験式によって全体的な遡上痕跡高の沿岸方向分布は説明された一方で、それぞれの台風ピーク時に最大遡上痕跡高が観測された大磯港西側の地点では、どちらのケースにおいても過小評価となっている。そこで本ケースでは、この大磯港西側での最大遡上に注目し、SWASH による波浪再現結果をもとにさらなる分析を進める。

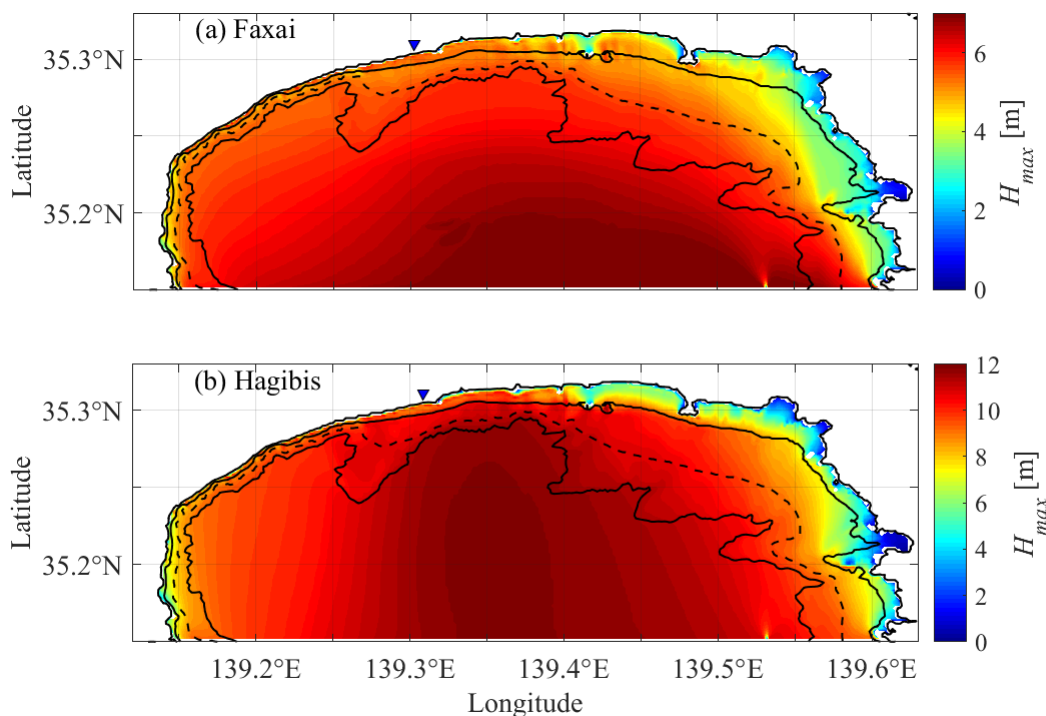


図 6.5 推算期間内最大モーメント波高(台風 15 号および 19 号)

(a)台風 15 号, (b)台風 19 号. 実線のコンターは 20 m および 200 m. 破線は 80 m に相当. 青の三角はそれぞれ最大遡上痕跡高の観測地点.

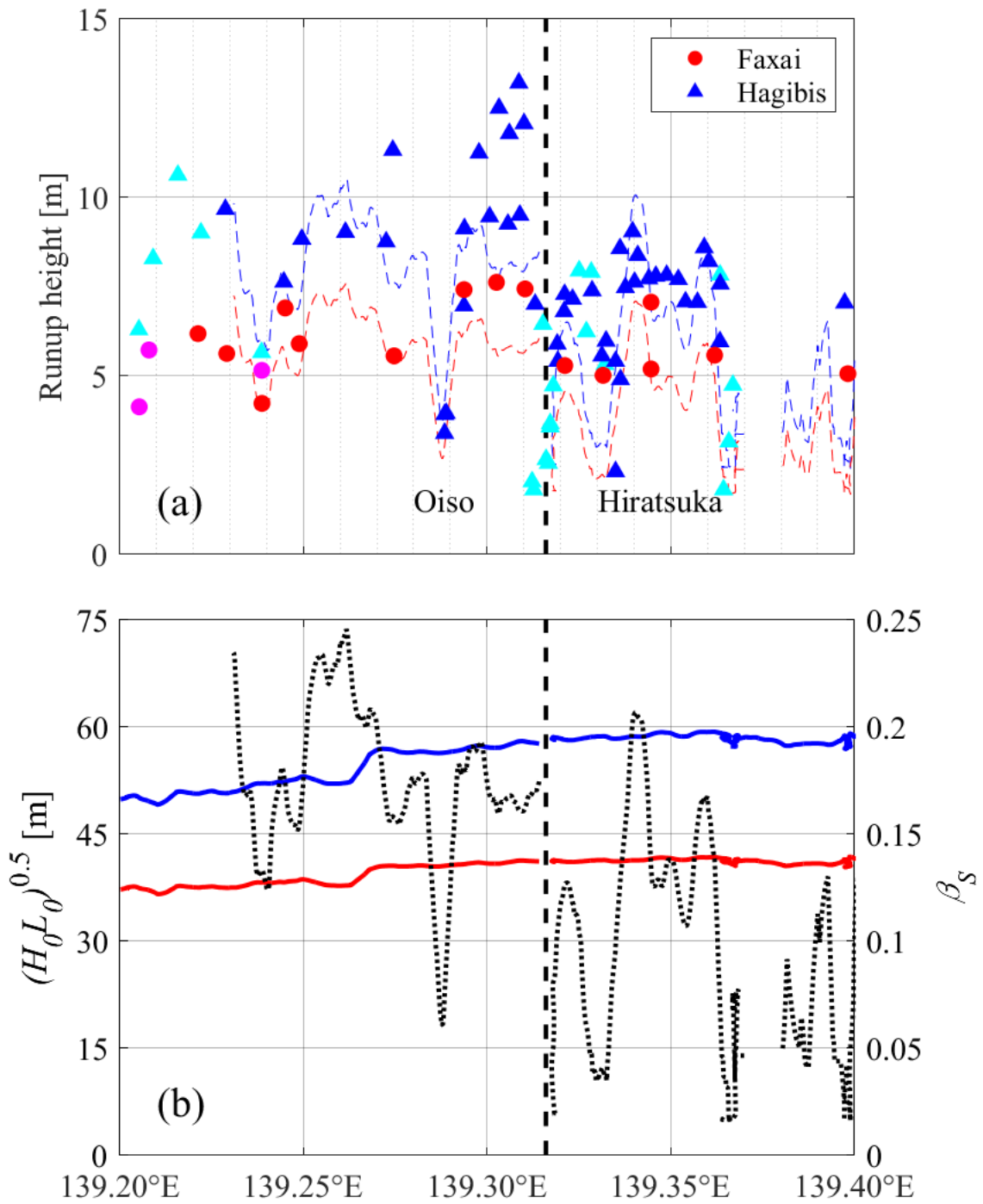


図 6.6 波浪推算結果に基づく遡上高予測

(a) 遡上経験式による推定（破線）と遡上痕跡高（マーカー）の比較。

(b) $\sqrt{H_0 L_0}$ （実線）および β_s （点線）の沿岸方向分布。黒の破線は大磯港を表す。

6.2.2. 位相解像モデル SWASH による沿岸波浪の分析

まずは初めに、SWASH によって計算された台風ピーク時の水位変動をもとに、大磯港西側の波浪場の概要を分析する。図 6.7(a-d)には、数値再現結果より求めた短周期波波高、長周期波波高の空間分布をそれぞれ示す。また図 6.7(e, f)には汀線および 10 m 水深での沿岸方向波高分布を示し、図 6.7(g, h)には汀線での水位変動の長周期波領域でのパワースペクトル密度を示している。ここで、汀線は陸域に接する海域グリッドとして定義している。今回の SWASH による計算では、計算安定性の都合から遡上域を含むことが出来ていないが、この汀線での水位変動は遡上端変動を代表するものであるとみなし議論の対象とする。なお、計算過程で底面の露出が生じた個所については計算から除外している。また、以降では説明のため、沿岸方向座標に基づき大磯を三つのセクションに分け、それぞれ西から S1($X < 1.5$ km), S2(1.5 km $< X < 4.0$ km), S3($X > 4.0$ km)と名付けることとする(図 6.7(a, b)参照)。

台風 15 号来襲時には、沿岸方向にいくつかの明確な H_{SS} のピークが確認できる。中でも、青のマーカで示している $X=4.0$ km 付近での最大痕跡高観測地点では、10 m 水深上で短周期波波高のピークが確認されている。また、同様に波高計 P1 の地点では局所的な短周期波の増大が確認でき、沿岸波浪観測結果から確認された台風 15 号ピーク時および台風 19 号来襲時における P1 での波高増大をよく再現しているといえる。この沿岸方向の短周期波波高の違いは、大磯海脚上での屈折の影響を強く受けたものである。また長周期波波高 H_{IG} の空間分布をみると、S1 内の 10 m 等深線上では H_{SS} の増減と同様の変動がみられるが、 H_{SS} ほどの明確な変動は見られていない。また、汀線での水位変動のパワースペクトルを見てみると、長周期汀線変動のピーク周波数はおおむね 0.015 Hz であり、沿岸方向にスペクトルの顕著な違いは現れていない。

一方台風 19 号のケースでは、比較的水深の大きい領域 (>10 m) では台風 15 号来襲時と同様に、屈折による短周期波波高の沿岸方向の増減が確認できる。しかし、浅海域ではその増減による明確なピークは S1 の一部を除いて確認できない。台風 15 号のケースと比べ屈折の影響が大きく出ていないのは、入射波スペクトルの方向集中度が 15 号でより高く波向きがそろっていたことに加え(15 号, 19 号でそれぞれ $\sigma_\theta = 16.2^\circ, 23.6^\circ$)、19 号のケースでは比較的水深の大きい地点での碎波によって、波高がおおむね頭打ちとなったことに起因すると考えられる。したがって、遡上痕跡高分布は沿岸での短周期波波高と関連しておらず、特に最大遡上痕跡高が観測された大磯港西側で顕著な増幅は確認できない。一方、長周期波波高は 10 m 以浅の浅海域で大きく増幅している。特に、S3 においては短周期波波高の顕著な増大は確認できないが、長周期波波高が局所的に増大していることが分かる。汀線変動のパワースペクトルを見てみると、この S3 での長周期波波高の増大は、比較的周期の長い 0.01 Hz 程度の成分によって引き起こされていることが分かった。

さらに、ここでは各点での水位変動の極値統計についても分析を行った。この分析の中では、各点での 250 分間の水位変動時系列データからゼロダウンクロス法に基づき求めた波の峰の高さを求め、それを水位変動ピーク ξ とする。一般的に遡上高は上位 2% の値

が広く議論に用いられるためそれにならい、水位変動ピーク ξ の上位 2%に対応する値、 $\xi_{2\%}$ を求めた。なお、本分析では必要に応じバンドパスフィルタを用い、分析対象とする周波数領域の水位変動を求めている。周波数領域のグループとしては、短周期波 SS (0.04–0.2 Hz) および長周期波 IG (<0.04 Hz) に加え、低周波数長周期波 LIG (<0.0125 Hz)、高周波数長周期波 HIG (0.0125–0.04 Hz) と設定し、以下 $\xi_{2\%}$ に対しこのラベルを付すことで、それぞれの周波数成分の水位変動ピーク上位 2%の値を示すこととする。

図 6.8(a-d)には、全周波数成分から求めた $\xi_{2\%}$ および長周期波 IG の周波数領域で求めた $\xi_{2\%,IG}$ の空間分布を示す。また、図 6.8(e, f)には汀線での最大水位 η_{max} 、および各周波数グループでの水位変動ピーク上位 2%の値を示している。今回の計算では陸域の遡上を含んでいないため遡上痕跡高と直接の比較はできないが、比較のため右軸に対し領域内での遡上痕跡高を示している。台風 15 号のケースでは、 $\xi_{2\%}$ の空間分布はおおむね図 6.7(a)に示した短周期波波高の空間分布と相関している。 $\xi_{2\%,IG}$ は沿岸部で増加しており、それらの汀線での値は $\xi_{2\%,SS}$ と相関した値を示している。また、汀線での最大水位 η_{max} を見てみると、屈折により短周期波が増大した地点で極大になっており、同様のピークが $\xi_{2\%}$ 、 $\xi_{2\%,SS}$ 、 $\xi_{2\%,IG}$ においても確認できる。以上の結果から、15 号のケースでの最大遡上は、大磯海脚上での屈折による短周期波の集中によって引き起こされたことが示唆される。

一方、台風 19 号のケースでは異なったトレンドが確認できる。図 6.7(b)に示した短周期波波高の空間分布は、比較的水深の大きい海域での砕波によって沿岸方向に大きな変化が見られていなかったが、 $\xi_{2\%}$ の空間分布は汀線部で S1, S3 において局所的に大きくなっていることが分かる。また、汀線での最大水位 η_{max} についても同様に S1, S3 で増大しており、おおむね良好に遡上痕跡高の分布と相関した結果を得ている。S1 においては、台風 15 号のケースと同様に $\xi_{2\%,SS}$ の増大が確認できるが、S3 においては小さな局所的な増加が確認できるだけである。一方で、長周期波波高の局所的な増大にともない、 $\xi_{2\%,IG}$ も S3 において局所的に増加していることが分かる。この S3 での長周期波水位の増大は LIG, HIG の周波数領域にも同様に確認できる。以上の結果から、台風 19 号のケースでは長周期波が大磯港の西側での最大遡上に支配的な影響を与えたことが示唆される。

今回の SWASH による数値再現は、計算安定性の問題から浅海部での遡上過程を厳密に再現することは出来ていないが、計算された汀線での極大水位は遡上痕跡高の沿岸分布と相関する結果を得ており、実際の波浪場の概要を再現しているものと考えられる。この分析の中では、それぞれの台風での最大遡上は、異なったメカニズムで引き起こされたことが示唆された。台風 15 号のケースでは、大磯海脚での屈折による入射短周期波の集中が遡上増大の主要因であると考えられる。一方、より大きな入射波が観測されていた台風 19 号のケースでは、長周期波の局所的な増幅が遡上増大の主要因となったことが考えられる。以上の結果をもとに、以降は台風 19 号のケースを中心に、長周期波が最大遡上を引き起こしたメカニズムを分析する。

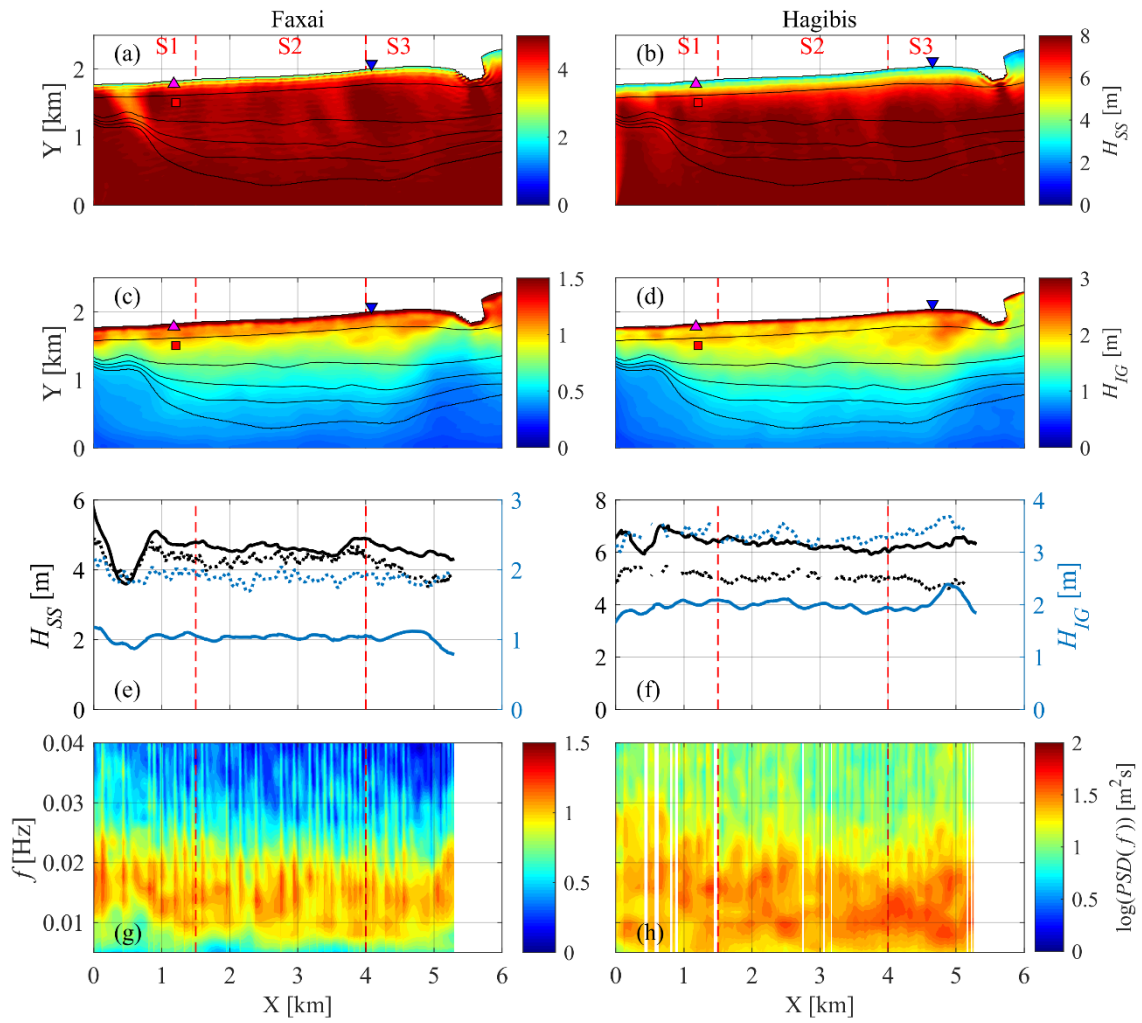


図 6.7 数値再現結果：波高分布

(左)台風 15 号. (右)台風 19 号. 等高線は 10 m 間隔.

(a, b) H_{SS} . (c, d) H_{IG} . (e, f)水深 10m 地点 (実線) および汀線 (点線) での H_{SS} , H_{IG} .

(g, h)汀線での水位変動パワースペクトル密度.

赤色のマーカーは P1a および P1b. 青色の三角は最大遡上痕跡高の観測地点.

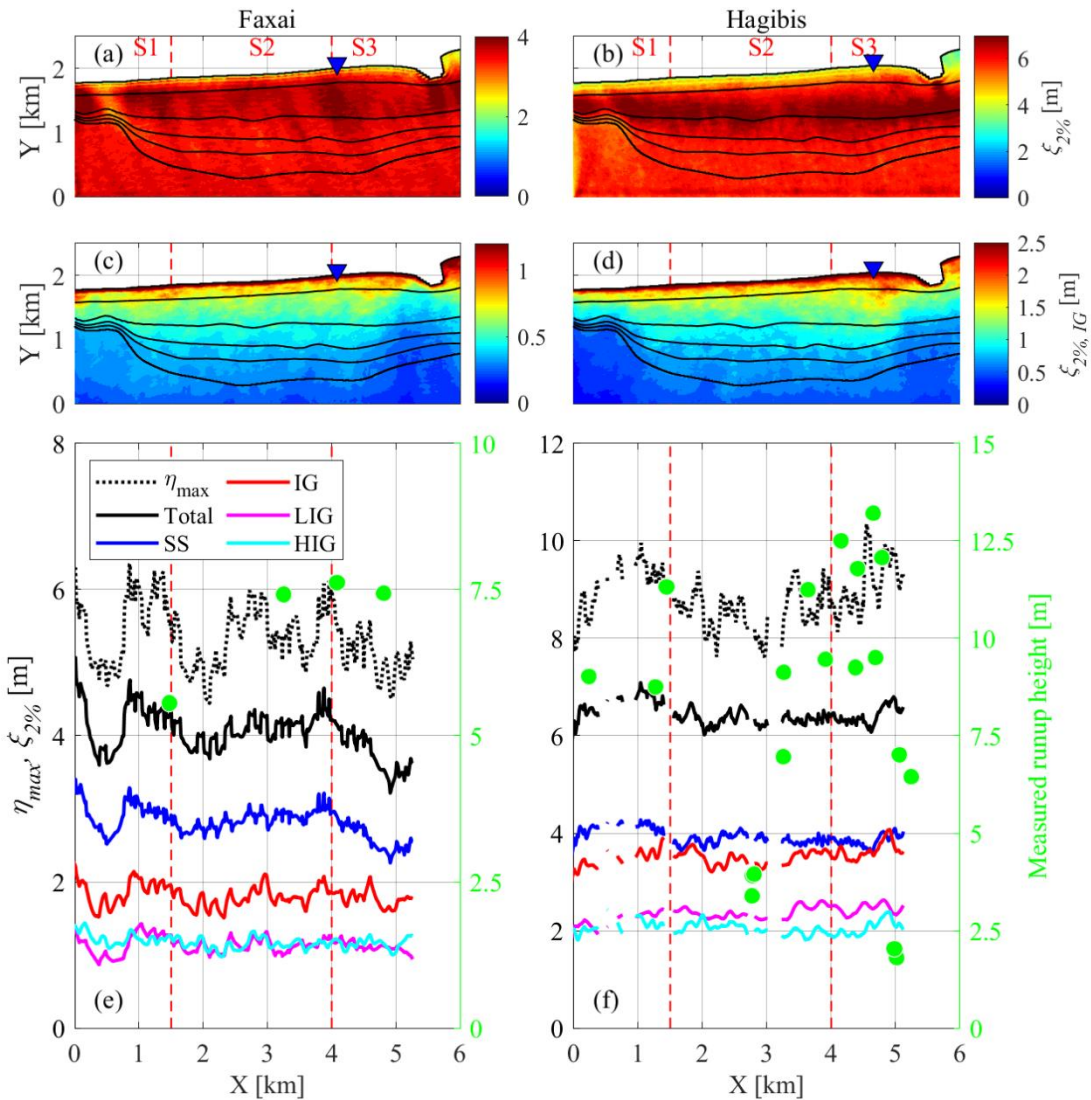


図 6.8 数値再現結果：上位 2%水位変動ピーク

(左)台風 15 号. (右)台風 19 号. 等高線は 10 m 間隔.

(a, b) $\xi_{2\%}$. (c, d) $\xi_{2\%,IG}$. (e, f) $\xi_{2\%}$ および η_{max} の遡上痕跡高との比較.

青色の三角は最大遡上痕跡高の観測地点.

6.2.3. 長周期波による遡上増大メカニズムの分析

図 6.9 に、各地点で求められた水位変動をもとに計算した、短周期波の波群包絡線 ζ_η と長周期波 η_{IG} の位相差 0 での相互相関 $C_{\zeta_\eta, \eta_{IG}}(0)$ を示す。どちらの台風のケースにおいても、負の相関が沖合で確認できる。これは 5 章での議論と同様に、長周期波が拘束波として発達していることを明確に示している。一方、相互相関は浅海域で正に転じている。これは 6.1 章で議論したように、振幅の大きい長周期波による短周期波の碎波の変調が生じ、高波浪が長周期波の峰の上に乗る形で伝播したことによると考えられる。そのため、こうした長周期波の影響がより大きな短周期波を沿岸部に伝播させた可能性がある。そこで、遡上端変

動に対応する汀線での水位変動の計算結果から、その影響を分析する。図 6.9(c, d)には、短周期水位変動ピーク値 ξ_{SS} の中央値 $\xi_{50\%,SS}$ 、上位 2%値 $\xi_{2\%,SS}$ 、および最大値 $\xi_{max,SS}$ を示している。また、同図内には ξ_{SS} の確率分布の形状指標として、 $\xi_{2\%,SS}/\xi_{50\%,SS}$ を右軸に対し示している。台風 15 号のケースでは、それぞれのピーク値は同様の沿岸方向分布を示しており、形状指標もほぼ 1.7 前後で大きな差は見られない。一方、台風 19 号のケースでは、S3 の最大遡上痕跡高が確認された地点において異なる傾向が確認できる。中央値 $\xi_{50\%,SS}$ については他の地点と比較して小さい一方、 $\xi_{2\%,SS}$ および $\xi_{max,SS}$ は相対的に増加していることが分かる。そのため、結果として形状指標の $\xi_{2\%,SS}/\xi_{50\%,SS}$ は、他の点と比べて顕著に S3 で増加している。つまり、この点においては個別短周期波の遡上高に相当する ξ_{SS} の確率分布は、他の地点と比較してその裾野が広がっていることが分かる。当該地点は最大遡上痕跡高が確認され、かつ数値計算から長周期波波高の局所的な増大が示された地点である。つまり、長周期波は自身の水位変動によって遡上を増大させるだけでなく、短周期波による遡上への寄与を引き上げる効果を与えていることが示唆される。特に台風 19 号のケースでは長周期波波高が大きくその影響が顕著に表れ、長周期波の波高が局所的に増大した地点で短周期波の遡上も増大させ、結果として最大の遡上を引き起こしたと考えられる。

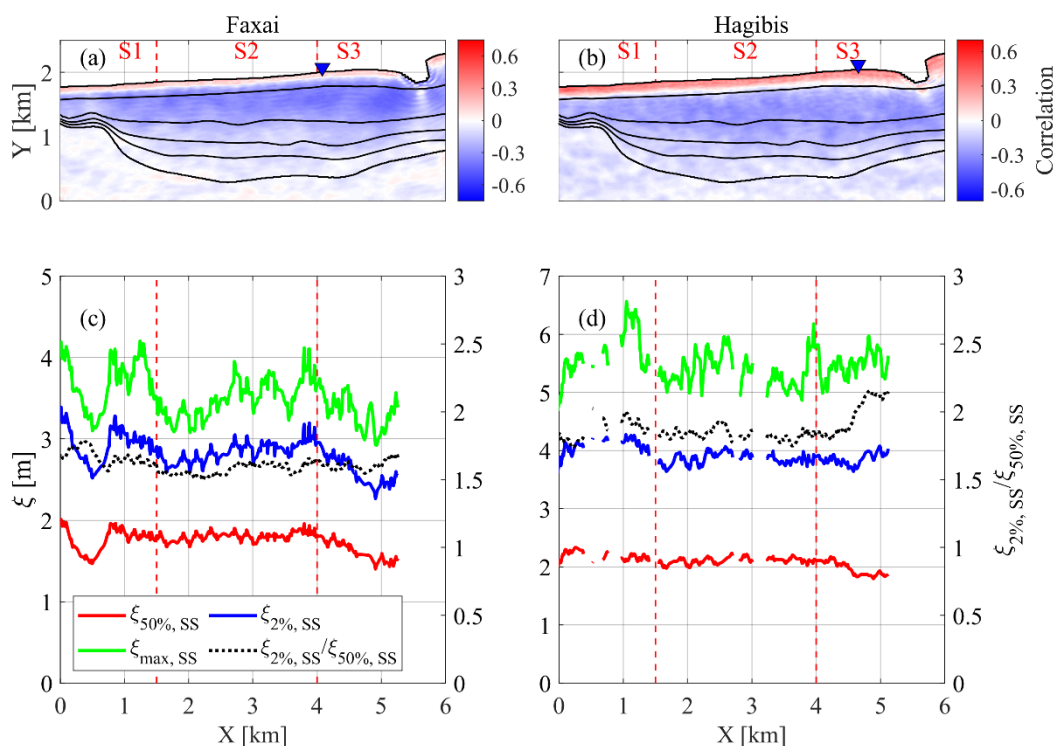


図 6.9 長周期波による短周期波遡上への影響

(左)台風 15 号. (右)台風 19 号.

(a, b)波群包絡線と長周期波の相互相関. (c, d) ξ_{SS} 確率分布の沿岸方向変化.

青色の三角は最大遡上痕跡高の観測地点.

また、台風 19 号来襲時に大磯港西側で長周期波波高の局所的増大が生じた要因について分析する。一般的に長周期波波高は入射波波高の増大に伴って増大するが、SWASH による数値再現結果からは、対象地点での短周期波波高の増大は確認されていない。そのため、対象地点で長周期波が入射短周期波によって顕著に増幅したとは考えられず、他の要因が局所的な長周期波波高の増大を引き起こしたと考えられる。他の要因として考えられるのが、沿岸地形による捕捉の影響である。汀線で反射した長周期波は、地形急変部を持つ海岸においては屈折・反射の影響を受け、沿岸部に捕捉されることで局所的な長周期波の増大を引き起こすことが知られている(Thomson et al., 2007)。そこで、捕捉波の影響を分析するため、Huntley et al. (1981)の手法にもとづき、SWASH による数値再現結果から波数・周波数スペクトルを求めた。分析対象は図 4.22 内に赤の破線で示している全長 2 km の 10 m 等深線に沿ったセグメントとした。台風 15 号及び 19 号のケースでそれぞれ求めた結果を図 6.10 に示す。なお、同図内には $f = |k_x| \sqrt{gh}$ で与えられる関係を黒の破線で示している。ここで k_x は沿岸方向の波数(1/波長)であり、線形長波理論に基づけば、この直線上の成分は沿岸方向に伝播する成分に該当し、線形長波理論に基づく成分のエネルギーは理論上は全て $f \geq |k_x| \sqrt{gh}$ の範囲内に反映される。それぞれの台風での結果を見てみれば、ほぼすべての長周期波のエネルギーがこの範囲の中で確認出来ていることが分かる。両ケースにおいては、 $k_x = 0$ 近傍の 0.012–0.025 Hz の範囲に明確なスペクトルのピークが確認できる。このピークは、これら周波数成分は主に岸沖方向に伝播していることを示している。一方それより低い長周期波領域においては、黒の破線上にピークを持っていることが確認できる。これら長周期成分については、沿岸方向に伝播する成分が支配的であることが示唆される。台風 15 号のケースでは西向きのピークが確認される一方、19 号のケースでは東向き・西向きの成分がそれぞれ明確に確認できる。台風 19 号のケースではより方向集中度が低く、南東を中心として広い範囲からの波が入射しており、15 号と比べ、幅広い波向きの長周期波が生成された可能性がある。この結果から、この大磯では岸沖方向長周期波に加え、比較的周期の長い長周期波が沿岸で捕捉され、沿岸方向に伝播していたことが示唆された。

この捕捉波について分析するため、沿岸での反射波の伝播方向を簡易的に波向線法により分析した。この分析では水深 2 m の等深線上に 50 m 間隔で配置した各点から、周期 100 秒の反射長周期波を仮定し、その伝播方向を分析した。この周期は、台風 19 号の最大遡上痕跡高が観測された地点で推定された長周期波のピーク周波数であり、図 6.10(b)の波数・周波数スペクトルから沿岸方向に伝播していることが示唆された成分に対応している。計算された波向線の中で、一度浅海域を出てから汀線に再入射したものを捕捉波と定義した。図 6.11(a)には計算されたすべての波向線を、図 6.11(b)には捕捉波とみなされた波向線を計算開始地点に基づき 1 km 間隔で色分けして示している。この図から明らかなように、S2 内の地点を始点(反射地点)とした波向線の多くは沖へと向かう一方で、S1 および S3 内を始点とした波向線の一部は大磯海脚で捕捉され、他の地点へと再入射している。これはあくまで簡易的な分析ではあるが、S1 および S3 においては捕捉された長周期波が各沿

岸部での水位変動の増幅に寄与していたことが示唆された。

以上の点をより明確にするため、台風 19 号のケースでの数値再現結果に対してクロススペクトルを用いた分析を行った。この分析では、台風 19 号のケースにおいて最大の遡上痕跡高が観測された地点の前面($X = 4.8$ km)を参照点とし、計算領域内各点での水位変動と参照点での水位変動のクロスコヒーレンスおよび位相差を計算した。図 6.10 によって確認された長周期波の代表的な周波数成分である 0.018 Hz と 0.010 Hz について、図 6.12(a, b)にはクロスコヒーレンスを、図 6.12(c, d)には位相差を示す。なお、図 6.12(a, b)においては 95%有意水準に対応するコヒーレンスを白の破線による等高線で示している。また図 6.12(c, d)では、参照点から離れるにつれ徐々に位相差が増加する場合は、各点から参照点に向かう成分が支配的であることに対応し、減少する場合は参照点から各地点に向かう成分が支配的であることに対応している。なお、位相差の $\pm\pi$ の急激な増減は重複波の形成を意味する。0.018 Hz 成分のコヒーレンスを見てみると、有意なコヒーレンスは岸沖方向を中心に点在していることが確認でき、それらは重複波の腹節構造を有している。この重複波の形成は位相差からも明らかであり、参照点から水深 20 m 等深線付近までは完全重複波に近い空間的に不連続な位相差の分布が確認でき、またそれより深い領域では沖向き成分が卓越的になっていることが確認できる。この結果は、浅海域で増幅した 0.018 Hz 程度の長周期波成分は、反射したのちには沖に向かって伝播していることを示唆している。一方、0.010 Hz 成分についてみてみると、有意なコヒーレンスは岸沖方向だけでなく、おおよそ水深 20–30 m の等深線にそって沿岸方向にも確認できる。この沿岸方向のコヒーレンスのピークは不連続に表れ、それらの点では位相の反転が確認されることから、図 6.11 からも示唆されたように S1–S3 間で沿岸方向重複波が構成されていたことを示している。これら捕捉波による沿岸方向重複波の形成によって、その腹に相当する参照点付近においては、より大きい長周期の水位変動が引き起こされたと考えられる。

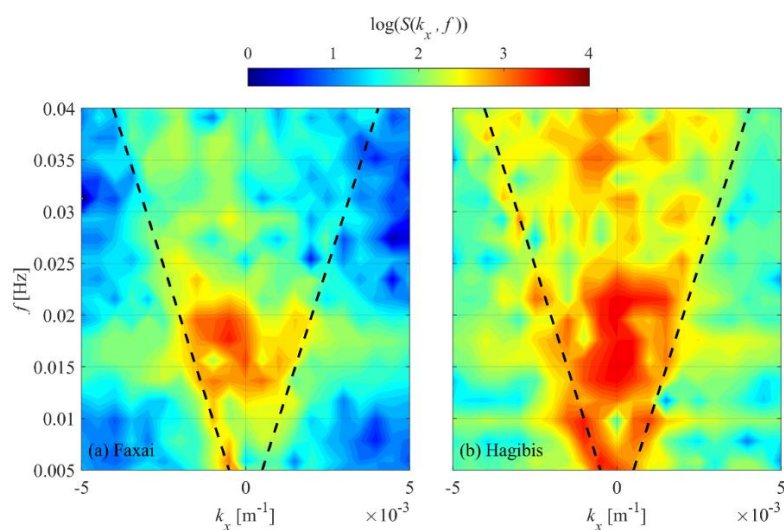


図 6.10 波数・周波数スペクトル

(左)台風 15 号. (右)台風 19 号. 黒の破線は沿岸方向長周期波の分散関係に対応。

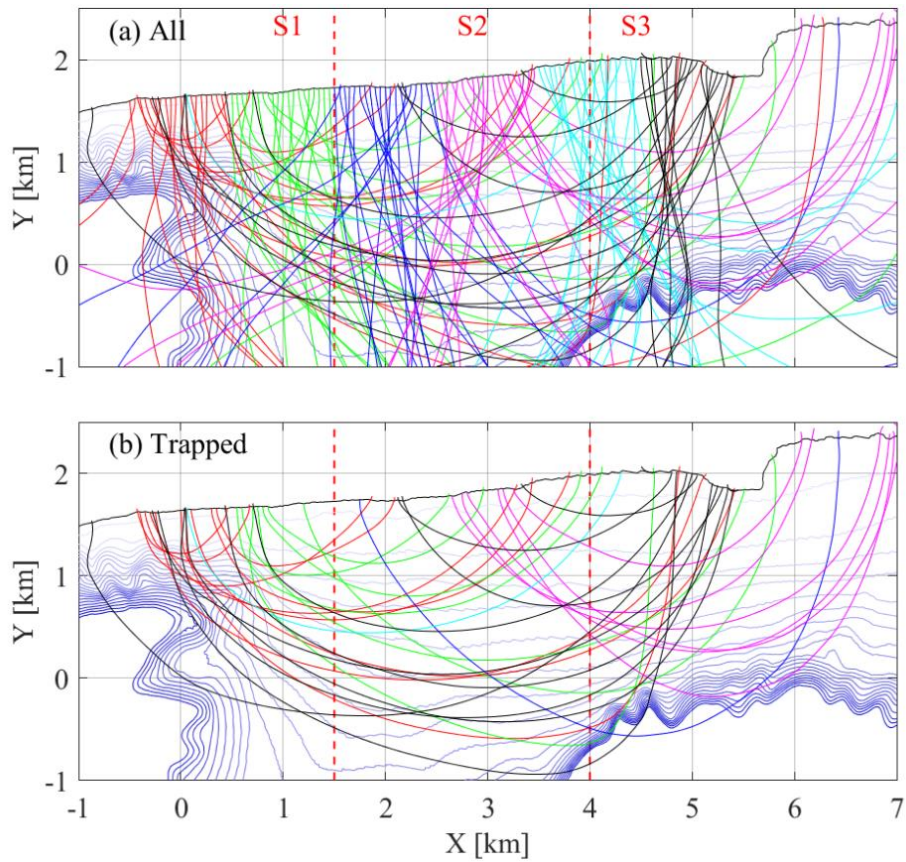


図 6.11 波向線法による反射波の伝播方向の分析
 (a)全波向線. (b)捕捉波.

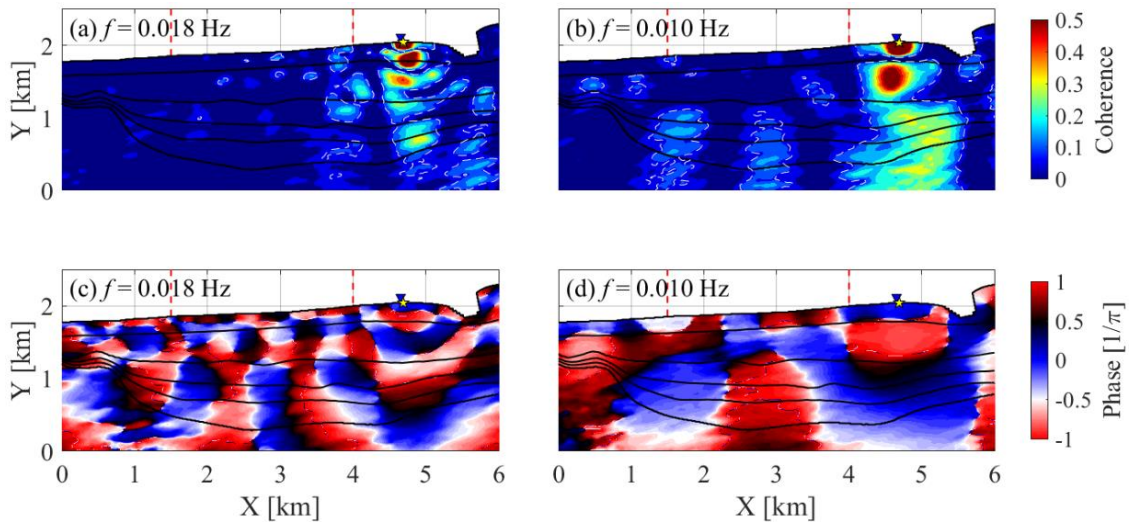


図 6.12 水位変動クロススペクトル

(a, b)クロスコヒーレンス. 白の破線は 95%信頼区間. (c, d)参照点と各地点との位相差.
 青色の三角は最大遡上痕跡高の観測地点. 黄色の星が参照点.

6.2.4. まとめ

本ケースでは、2019年台風15号/19号来襲時の西湘海岸における波浪場を対象とし、観測された遡上痕跡高の沿岸分布の形成要因について分析を行った。波浪推算結果から得られた沖波諸量と地形データから得られた前浜勾配をもとに、遡上高の経験式を用いることで、大磯と平塚での遡上高の分布をおおむね説明することが出来、前浜勾配の違いが決定的な要因となっていたことが分かった。一方、それぞれの台風での最大遡上痕跡高は経験式からは過小評価となった。SWASHによる波浪場の再現を通じた詳細な分析から、その過小評価の要因は、それぞれの台風来襲時の違うメカニズムにより説明されることが分かった。

波高が比較的小さく、沖波の方向集中度が高かった15号のケースでは、短周期波の屈折の影響が顕著であり、最大遡上は短周期波の集中により引き起こされたことが示された。一方、方向集中度が低く、入射波高が大きかった19号のケースでは、多方向からの入射と比較的水深の大きい地点での碎波により、短周期波の屈折の影響は15号と比べて小さかった。一方、沿岸で大きく発達した長周期波は岸沖方向に伝播するだけでなく、起伏に富む大磯海脚上に捕捉され、沿岸方向に重複波を形成していた。この沿岸方向重複波の形成により、最大遡上痕跡高の観測地点近傍にて、局所的に大きな長周期の水位変動が引き起こされていたことが計算結果から示された。特に、長周期波の増幅が確認された地点では、短周期波の遡上確率分布がより広いテールを有していた。つまり、長周期波がその峰の上で一時的に水深を増加させることで、短周期波による極大遡上の発生確率を引き上げていることが示唆された。

以上の結果は、長周期波が自身の引き起こす水位変動によって極大遡上を引き起こすだけでなく、短周期波の碎波を遅らせることでさらに遡上を増大させる可能性を示したものである。また、本ケースで確認された長周期波の捕捉による局所的な長周期波の増大は、岸沖方向波浪場を仮定し局所的な地形要因を考慮するだけでは、長周期波の高波被害への寄与を過小評価しうることを示す結果であり、防災上極めて重要な知見である。

6.3. 長周期波の沿岸波浪場への影響：まとめ

本章では、長周期波が沿岸波浪場にどのような影響を与えうるのかについて、気象擾乱時の高波浪観測データをもとに議論を行った。それぞれの結果からは、長周期波が引き起こす準定常的な水位変動が、高波浪時には広範囲にわたって短周期波成分の砕波・遡上過程に影響を与えていることが明らかになった。沿岸で発達する長周期波は、自身の波高の大きさによって大規模な遡上を引き起こすだけでなく、短周期波波高・遡上をも非線形に増大させる。こうした結果は、高波災害は短周期波と長周期波の単純な線形和で引き起こされるものではなく、それらの相互の干渉を経て引き起こされるということを示すものであり、沿岸防災の観点から極めて重要な知見である。

本章で得られた主要な結論を以下にまとめる。

1. 台風 21 号の波浪観測データからは、長周期波の水位変動による短周期波の砕波の変調が議論された。砕波帯外では拘束波として発達した長周期波の谷の上に高波浪が伝播していた。砕波帯内では、長周期波の谷の上では水深の低下と短周期波自身の波高ゆえに短周期波の砕波が早まる一方、峰の上では砕波が遅れるため、峰の上に高波浪が集中していることを明らかにした。この効果は、結果として個別波の波高確率分布にも影響し、長周期波の存在が高波浪の出現確率を引き上げていることが明らかになった。
2. 2019 年台風 15 号/19 号来襲時の西湘海岸における現地観測データおよび数値再現から、二つの台風による沿岸波浪特性の違いを議論した。波高が比較的小さかった台風 15 号のケースでは、大磯海脚上での屈折による短周期波の集中により最大遡上は説明された。一方、沖波波高が 8 m を越え、沿岸での長周期波が 2 m を越えた台風 19 号のケースでは、沿岸で捕捉された長周期波の集中が最大遡上の要因と考えられた。長周期波は自身の水位変動により遡上を引き起こすだけでなく、その峰の上では短周期波の砕波が遅れるため、結果として短周期波の遡上をも増大させていたことが示唆された。

7. 結論と今後の課題

2章で取りまとめたように、これまで長周期波の水理特性については理論による背景をベースに、水槽実験や数値実験および現地観測等を通じ理解が進められてきた。しかし、海岸での波浪観測の難しさ故、既往の知見の多くは水槽内で再現可能な簡易的な沖波・地形条件での分析に留まっている。しかし実際の海岸では、岸沖方向だけでなく時には沿岸方向にも大きく変化がある様々な地形が形成され、波高・周期・波向などの沖波特性は日々多様に変化している。こうした多様な要素の影響を受ける現地海岸での長周期波特性は、従来の単純な水槽実験から得られた知見によってだけでは説明されえない。そのため、どのような条件で長周期波が顕著に発達し、どのように沿岸域に影響するのかについて、未だ多くの点において理解が及んでおらず、現地観測や数値再現での検討が必要となっていた。

本研究では、実効性の高い沿岸防災計画実現のために重要な、長周期波の発達から遡上までの一連の水理特性を理解することを大きな目標とし、複数海岸での現地観測データに対する分析と数値モデルを用いた波浪場の再現を通じ、研究を進めた。特に長周期波の生成・減衰過程に関しては、これまで観測例が少ない沖波・地形条件での観測や長期の波浪・遡上観測をもとに分析を進めた。また、長周期波の沿岸波浪場への影響については台風来襲時の高波浪観測データをもとに議論を行い、数々の新たな知見を得た。本研究により明らかになった一連の沿岸波浪場の概要を図 7.1 にまとめている。

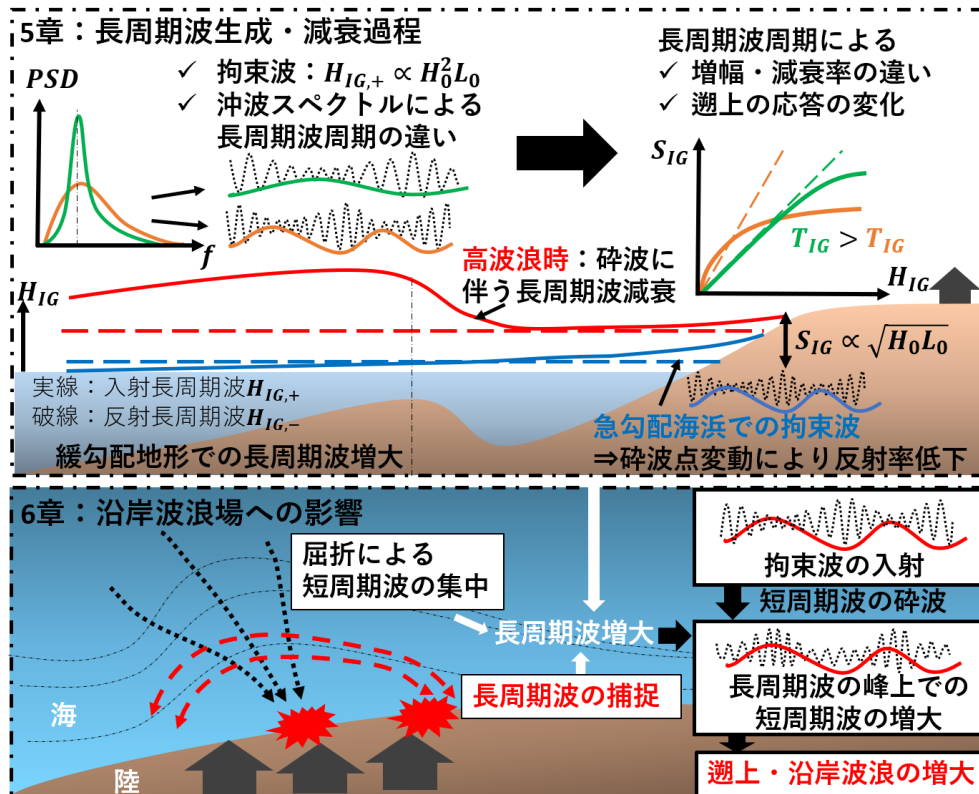


図 7.1 本研究から得られた知見の概要

長周期波の一連の生成・減衰過程の分析においては、地形特性や沖波特性などの様々な要素による影響を、その物理プロセスを含め明らかにした。特に、複雑な沖波・地形条件となる現地海岸では、これまで水槽実験や数値実験から示唆されていた個々の物理現象が複合的に引き起こされていることを明らかにし、沿岸波浪場の全体像を描写することが出来ている。その中では、

- ✓ 沖波波高・沖波波長だけでなく、沖波のスペクトル幅も沿岸での長周期波の生成・減衰に影響する。スペクトル幅が広い条件では、水深低下に伴い増幅しやすい比較的周期の短い長周期波が生成されるため、砕波帯外では長周期波波高は増大する。一方、同条件下で支配的となる比較的周期の短い長周期波は、砕波帯内で減衰しやすく、特に高波浪時に顕著である。そのため、低波浪時には前者の影響が支配的になり、長周期波遡上はスペクトル幅が広い条件下で増大する一方、高波浪時には後者の周波数別の減衰特性が無視できなくなるため、その関係は逆転しうる。
- ✓ 地形特性と潮位により長周期波波高・反射率は変化する。砕波帯外の同地点で比較すれば、潮位の低下にともなう非線形性の増大により、拘束波は増大する。急勾配海浜では、自由長周期波はほぼ完全反射する。一方、波群に拘束された状態の拘束波は、波群伝播に伴う砕波点変動が引き起こすラディエーション応力が、それら拘束波を打ち消すように作用するため、急勾配海浜においてでも長周期波の反射率が著しく低下する。
- ✓ 台風来襲に伴う高波浪時には、長周期波の波高は2 mにも達するが、砕波帯内では減衰が進む。特に高波浪時には、砕波帯内では減衰しにくい周期の長い長周期波が支配的になる。屈折による短周期波波高の変化や浅水変形領域の海底勾配の違いにより、長周期波波高は沿岸方向に変化する。特に、水深の大きい領域から非線形性が増大する高波浪時には、広範な地形の影響を受け長周期波が増大する。

といった新たな知見が得られた。これまで長周期波の発達を数値モデルにより再現・予測するためには、高負荷の位相解像モデルを用いることが必要となっていた。今後は今回得られたような知見をもとに個々の物理プロセスをモデル化していくことで、より計算負荷の小さい数値モデルでの、長周期波を含めた沿岸波浪場の再現・予測が可能になると考えられる。また、沿岸水理の正確な理解は海岸地形変化の物理プロセスの理解のためにも重要であり、本研究で得られた知見は沖波に対する沿岸波浪・地形の応答の予測技術の発展に寄与するものである。

長周期波の沿岸波浪場への影響の分析においては、沿岸高波浪の発達と遡上の生成・増大までの一連のプロセスに、長周期波が関与するメカニズムを明らかにした。これまで沿岸長周期波の高波被害への影響は示唆こそされていたが、防災計画や海岸構造物の設計指針に考慮することは出来ておらず、大きな課題となっていた。本研究からは、

- ✓ 長周期波の増幅は沿岸高波浪の発生確率に影響を与える。砕波帯外では拘束波として発達した長周期波の谷の上に高波浪が伝播するが、一時的・局所的に水深の増

加する長周期波の峰の上では碎波が遅れるため、碎波帯内では長周期波の峰の上に高波浪が集中する。結果として、この効果は沿岸高波浪の出現確率を引き上げる。そのため、長周期波の増幅する地点では短周期波の遡上も増大し、それらが全体的な遡上の増大を招く。

- ✓ 二次元的な海岸地形では反射長周期波が屈折により沿岸部に捕捉され、沿岸方向重複波を形成する。その結果、局所的な長周期波増幅・遡上の増大を招きうる。

といった知見が得られた。こうした知見は、高波浪時の自然外力を正しく評価するために重要な示唆を与えるものである。特に本研究から明らかになった長周期波による沿岸での短周期波波高・遡上の増大効果は、入射短周期波の増大に対し、高波浪時には波浪外力が非線形に増大することを示す、貴重な知見である。今後さらに本成果を実務レベルでの防災計画や構造物設計指針へ活用することで、より正確な波浪外力の評価を実現することが出来る。

以上まとめたように、本研究を通じ得られた数々の知見は、沿岸波浪の関わる非線形な物理プロセスを明らかにするだけでなく、沿岸波浪による地形変化や高波被害のより合理的かつ正確な予測手法を確立する上で必要不可欠なものである。こうした成果は、海洋波の物理という基礎研究を発展させるだけでなく、工学的にも高波防災や海岸保全計画の実効性の向上に多大な貢献をするものである。

本研究ではあくまで地形変化を考慮せず、沿岸水理のみに焦点を当てたが、実際の沿岸波浪はさらに地形と相互に作用しあうものであり、そういった一連のプロセスを今後現地海岸において議論していく必要がある。また、今回の分析では多くを一次元的な岸沖方向波浪場にとどめ議論を行ったが、6.2章で議論したように特に高波浪時には平面的な波浪場の影響が無視できないことが示唆されており、二次元波浪場での長周期波の水理特性を明らかにしていくことが、今後の課題として挙げられる。

参考文献

- de Bakker, A. T. M., Tissier, M. F. S., & Ruessink, B. G. (2014). Shoreline dissipation of infragravity waves. *Continental Shelf Research*, 72, 73–82. <https://doi.org/10.1016/j.csr.2013.11.013>
- de Bakker, A. T. M., Herbers, T. H. C., Smit, P. B., Tissier, M. F. S., & Ruessink, B. G. (2015). Nonlinear Infragravity–Wave Interactions on a Gently Sloping Laboratory Beach. *Journal of Physical Oceanography*, 45(2), 589–605. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0186.1>
- de Bakker, A. T. M., Tissier, M. F. S., & Ruessink, B. G. (2016). Beach steepness effects on nonlinear infragravity-wave interactions: A numerical study. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121(1), 554–570. <https://doi.org/10.1002/2015JC011268>
- de Bakker, A. T. M., Brinkkemper, J. A., van der Steen, F., Tissier, M. F. S., & Ruessink, B. G. (2016). Cross-shore sand transport by infragravity waves as a function of beach steepness. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 121(10), 1786–1799. <https://doi.org/10.1002/2016JF003878>
- Baldock, T. . (2006). Long wave generation by the shoaling and breaking of transient wave groups on a beach. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 462(2070), 1853–1876. <https://doi.org/10.1098/rspa.2005.1642>
- Baldock, T. E. (2012). Dissipation of incident forced long waves in the surf zone–Implications for the concept of “bound” wave release at short wave breaking. *Coastal Engineering*, 60(1), 276–285. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2011.11.002>
- Banno, M., Nakamura, S., Kosako, T., Nakagawa, Y., Yanagishima, S., & Kuriyama, Y. (2020). Long-Term Observations of Beach Variability at Hasaki, Japan. *Journal of Marine Science and Engineering*, 8(11), 871. <https://doi.org/10.3390/jmse8110871>
- Battjes, J. A., Bakkenes, H. J., Janssen, T. T., & van Dongeren, A. R. (2004). Shoaling of subharmonic gravity waves. *Journal of Geophysical Research*, 109(C2), C02009. <https://doi.org/10.1029/2003JC001863>
- Bertin, X., & Olabarrieta, M. (2016). Relevance of infragravity waves in a wave-dominated inlet. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121(8), 5418–5435. <https://doi.org/10.1002/2015JC011444>
- Bertin, X., de Bakker, A., van Dongeren, A., Coco, G., André, G., Arduin, F., et al. (2018). Infragravity waves: From driving mechanisms to impacts. *Earth-Science Reviews*, 177(January), 774–799. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2018.01.002>
- Bertin, X., Martins, K., Bakker, A., Chataigner, T., Guérin, T., Coulombier, T., & Viron, O. (2020). Energy transfers and reflection of infragravity waves at a dissipative beach under storm waves. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, (1952), 1–18. <https://doi.org/10.1029/2019jc015714>
- Biésel, F. (1952). EQUATIONS GÉNÉRALES AU SECOND ORDRE DE LA HOULE IRRÉGULIÈRE. *La Houille Blanche*, (3), 372–376. <https://doi.org/10.1051/lhb/1952033>
- Booij, N., Ris, R. C., & Holthuijsen, L. H. (1999). A third-generation wave model for coastal regions: 1.

- Model description and validation. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 104(C4), 7649–7666. <https://doi.org/10.1029/98JC02622>
- Canny, J. F. (1986). A Computational Approach to Edge Detection. *IEEE Transactions Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 8(6), 679–698.
- van Dongeren, A., Battjes, J., Janssen, T., van Noorloos, J., Steenhauer, K., Steenbergen, G., & Reniers, A. (2007). Shoaling and shoreline dissipation of low-frequency waves. *Journal of Geophysical Research*, 112(C2), C02011. <https://doi.org/10.1029/2006JC003701>
- Van Dongeren, Ap, Lowe, R., Pomeroy, A., Trang, D. M., Roelvink, D., Symonds, G., & Ranasinghe, R. (2013). Numerical modeling of low-frequency wave dynamics over a fringing coral reef. *Coastal Engineering*, 73, 178–190. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2012.11.004>
- Fiedler, J. W., Brodie, K. L., McNinch, J. E., & Guza, R. T. (2015). Observations of runup and energy flux on a low-slope beach with high-energy, long-period ocean swell. *Geophysical Research Letters*, 42(22), 9933–9941. <https://doi.org/10.1002/2015GL066124>
- Fiedler, J. W., Smit, P. B., Brodie, K. L., McNinch, J., & Guza, R. T. (2018). Numerical modeling of wave runup on steep and mildly sloping natural beaches. *Coastal Engineering*, 131(April 2017), 106–113. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2017.09.004>
- Goda, Y. (2010). Reanalysis of Regular and Random Breaking Wave Statistics. *Coastal Engineering Journal*, 52(1), 71–106. <https://doi.org/10.1142/S0578563410002129>
- Goda, Y., & Suzuki, Y. (1977). Estimation of Incident and Reflected Waves in Random Wave Experiments. In *Coastal Engineering 1976* (pp. 828–845). New York, NY: American Society of Civil Engineers. <https://doi.org/10.1061/9780872620834.048>
- Gomes da Silva, P., Coco, G., Garnier, R., & Klein, A. H. F. (2020). On the prediction of runup, setup and swash on beaches. *Earth-Science Reviews*, 204(October 2019), 103148. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2020.103148>
- Guedes, R. M. C., Bryan, K. R., & Coco, G. (2013). Observations of wave energy fluxes and swash motions on a low-sloping, dissipative beach. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(7), 3651–3669. <https://doi.org/10.1002/jgrc.20267>
- Guza, R. T., & Feddersen, F. (2012). Effect of wave frequency and directional spread on shoreline runup. *Geophysical Research Letters*, 39(11), 1–5. <https://doi.org/10.1029/2012GL051959>
- Guza, R. T., & Thornton, E. B. (1982). Swash oscillations on a natural beach. *Journal of Geophysical Research*, 87(C1), 483–491. <https://doi.org/10.1029/JC087iC01p00483>
- Guza, R. T., Thornton, E. B., & Holman, R. A. (1984). Swash on steep and shallow beaches. *Coastal Engineering Proceedings*, 1(19), 48. <https://doi.org/10.9753/icce.v19.48>
- Hasselmann, K., Munk, W., & MacDonald, G. (1963). Bispectra of ocean waves. In M. Rosenblatt (Ed.), *Time Series Analysis*. New York: John Wiley.
- Henderson, S. M., Guza, R. T., Elgar, S., Herbers, T. H. C., & Bowen, A. J. (2006). Nonlinear generation

- and loss of infragravity wave energy. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 111(12).
<https://doi.org/10.1029/2006JC003539>
- Herbers, T. H. C., & Burton, M. C. (1997). Nonlinear shoaling of directionally spread waves on a beach. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 102(C9), 21101–21114.
<https://doi.org/10.1029/97JC01581>
- Holland, K. T., Holman, R. A., Lippmann, T. C., Stanley, J., & Plant, N. (1997). Practical use of video imagery in nearshore oceanographic field studies. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 22(1), 81–91. <https://doi.org/10.1109/48.557542>
- Hunt, I. A. (1959). Design of Seawalls and Breakwaters. *Journal of the Waterways and Harbors Division*, 85(3), 123–152. Retrieved from <https://cedb.asce.org/CEDBsearch/record.jsp?dockkey=0011773>
- Huntley, D. A., Guza, R. T., & Thornton, E. B. (1981). Field observations of surf beat: 1. Progressive edge waves. *Journal of Geophysical Research*, 86(C7), 6451.
<https://doi.org/10.1029/JC086iC07p06451>
- Ikoma, E. (2010). GPV Data Archive [Data set]. *Data Integration and Analysis System (DIAS)*.
<https://doi.org/10.20783/DIAS.161>
- Inch, K., Davidson, M., Masselink, G., & Russell, P. (2017). Observations of nearshore infragravity wave dynamics under high energy swell and wind-wave conditions. *Continental Shelf Research*, 138(December 2016), 19–31. <https://doi.org/10.1016/j.csr.2017.02.010>
- Isobe, M., Kondo, K., & Horikawa, K. (1984). Extension of MLM for estimating directional wave spectrum. In *Proceedings of Symposium on Description and Modeling of Directional Seas*.
- Janssen, T. T. (2003). Long waves induced by short-wave groups over a sloping bottom. *Journal of Geophysical Research*, 108(C8), 3252. <https://doi.org/10.1029/2002JC001515>
- Keller, J. B., & Keller, H. B. (1964). *Water wave run-up on a beach*.
- Koenker, R. (2005). *Quantile Regression*. New York: Cambridge: Cambridge University Press.
<https://doi.org/10.1017/CBO9780511754098>
- Lashley, C. H., Roelvink, D., van Dongeren, A., Buckley, M. L., & Lowe, R. J. (2018). Nonhydrostatic and surfbeat model predictions of extreme wave run-up in fringing reef environments. *Coastal Engineering*, 137(March), 11–27. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2018.03.007>
- Li, S., Liao, Z., Liu, Y., & Zou, Q. (2020). Evolution of infragravity waves over a shoal under non-breaking conditions. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 125(8), 1–15.
<https://doi.org/10.1029/2019jc015864>
- List, J. H. (1991). Wave groupiness variations in the nearshore. *Coastal Engineering*, 15(5–6), 475–496.
[https://doi.org/10.1016/0378-3839\(91\)90024-B](https://doi.org/10.1016/0378-3839(91)90024-B)
- Louquet-Higgins, M. S., & Stewart, R. W. (1962). Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to ‘surf beats.’ *Journal of Fluid Mechanics*, 13(04), 481.
<https://doi.org/10.1017/S0022112062000877>

- Madsen, P. A., Murray, R., & Sørensen, O. R. (1991). A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. *Coastal Engineering*, *15*(4), 371–388.
[https://doi.org/10.1016/0378-3839\(91\)90017-B](https://doi.org/10.1016/0378-3839(91)90017-B)
- Mase, H. (1989). Random Wave Runup Height on Gentle Slope. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, *115*(5), 649–661. [https://doi.org/https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-950X\(1989\)115:5\(649\)](https://doi.org/https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-950X(1989)115:5(649))
- Masselink, G. (1995). Group bound long waves as a source of infragravity energy in the surf zone. *Continental Shelf Research*, *15*(13), 1525–1547. [https://doi.org/10.1016/0278-4343\(95\)00037-2](https://doi.org/10.1016/0278-4343(95)00037-2)
- Matsuba, Y., & Sato, S. (2018). Nearshore bathymetry estimation using UAV. *Coastal Engineering Journal*, *60*(1), 51–59. <https://doi.org/10.1080/21664250.2018.1436239>
- Matsuba, Y., Shimozono, T., & Sato, S. (2020a). Infragravity wave dynamics on Seisho Coast during Typhoon Lan in 2017. *Coastal Engineering Journal*, *62*(2), 299–316.
<https://doi.org/10.1080/21664250.2020.1753901>
- Matsuba, Y., Shimozono, T., & Sato, S. (2020b). Wave-breaking modulation by infragravity waves during an extreme typhoon. *PLOS ONE*, *15*(4), e0231242.
<https://doi.org/10.1371/journal.pone.0231242>
- McCall, R. T., Van Thiel de Vries, J. S. M., Plant, N. G., Van Dongeren, A. R., Roelvink, J. A., Thompson, D. M., & Reniers, A. J. H. M. (2010). Two-dimensional time dependent hurricane overwash and erosion modeling at Santa Rosa Island. *Coastal Engineering*, *57*(7), 668–683.
<https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2010.02.006>
- Mendes, D., Pinto, J. P., Pires-Silva, A. A., & Fortunato, A. B. (2018). Infragravity wave energy changes on a dissipative barred beach: A numerical study. *Coastal Engineering*, *140*(January), 136–146.
<https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2018.07.005>
- Mendes, D., Pires-Silva, A. A., Pinto, J. P., & Fortunato, A. B. (2020). Bound and free infragravity wave energy over a bar. *Ocean Engineering*, *201*(August 2019), 107128.
<https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2020.107128>
- Miche, M. (1951). Le pouvoir réfléchissant des ouvrages maritimes exposés à l'action de la houle. *Annales de Ponts et Chaussées*, *121*, 285–319. Retrieved from
<http://resolver.tudelft.nl/uuid:959b3a89-cb91-477a-9a74-4de83f088652>
- Moura, T., & Baldock, T. E. (2017). Remote sensing of the correlation between breakpoint oscillations and infragravity waves in the surf and swash zone. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *122*(4), 3106–3122. <https://doi.org/10.1002/2016JC012233>
- Moura, T., & Baldock, T. E. (2018). New Evidence of Breakpoint Forced Long Waves: Laboratory, Numerical, and Field Observations. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *123*(4), 2716–2730.
<https://doi.org/10.1002/2017JC013621>
- Munk, W. H. (1949). Surf beats. *Transactions, American Geophysical Union*, *30*(6), 849.

- <https://doi.org/10.1029/TR030i006p00849>
- Nwogu, O. (1993). Alternative Form of Boussinesq Equations for Nearshore Wave Propagation. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 119(6), 618–638.
[https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-950X\(1993\)119:6\(618\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-950X(1993)119:6(618))
- Oey, L. Y., Ezer, T., Wang, D. P., Fan, S. J., & Yin, X. Q. (2006). Loop Current warming by hurricane Wilma. *Geophysical Research Letters*, 33(8), 10–13. <https://doi.org/10.1029/2006GL025873>
- Okiihiro, M., & Guza, R. T. (1995). Infragravity energy modulation by tides. *Journal of Geophysical Research*, 100(C8), 16143. <https://doi.org/10.1029/95JC01545>
- Péquignet, A.-C. N., Becker, J. M., & Merrifield, M. A. (2014). Energy transfer between wind waves and low-frequency oscillations on a fringing reef, Ipan, Guam. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(10), 6709–6724. <https://doi.org/10.1002/2014JC010179>
- Péquignet, A. C. N., Becker, J. M., Merrifield, M. A., & Aucan, J. (2009). Forcing of resonant modes on a fringing reef during tropical storm Man-Yi. *Geophysical Research Letters*, 36(3), n/a-n/a.
<https://doi.org/10.1029/2008GL036259>
- Peregrine, D. H. (1967). Long waves on a beach. *Journal of Fluid Mechanics*, 27(4), 815–827.
<https://doi.org/10.1017/S0022112067002605>
- Pomeroy, A., Lowe, R., Symonds, G., Van Dongeren, A., & Moore, C. (2012). The dynamics of infragravity wave transformation over a fringing reef. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 117(11), 1–17. <https://doi.org/10.1029/2012JC008310>
- Rijnsdorp, D. P., Ruessink, G., & Zijlema, M. (2015). Infragravity-wave dynamics in a barred coastal region, a numerical study. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120(6), 4068–4089.
<https://doi.org/10.1002/2014JC010450>
- Roeber, V., & Bricker, J. D. (2015). Destructive tsunami-like wave generated by surf beat over a coral reef during Typhoon Haiyan. *Nature Communications*, 6, 1–9. <https://doi.org/10.1038/ncomms8854>
- Roelvink, D., Reniers, A., van Dongeren, A., van Thiel de Vries, J., McCall, R., & Lescinski, J. (2009). Modelling storm impacts on beaches, dunes and barrier islands. *Coastal Engineering*, 56(11–12), 1133–1152. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2009.08.006>
- Roelvink, J. A., & Stive, M. J. F. (1989). Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a beach. *Journal of Geophysical Research*, 94(C4), 4785. <https://doi.org/10.1029/JC094iC04p04785>
- Ruggiero, P., Holman, R. A., & Beach, R. A. (2004). Wave run-up on a high-energy dissipative beach. *Journal of Geophysical Research C: Oceans*, 109(6), C06025.
<https://doi.org/10.1029/2003JC002160>
- Ruju, A., Lara, J. L., & Losada, I. J. (2019). Numerical Assessment of Infragravity Swash Response to Offshore Wave Frequency Spread Variability. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 124(9), 6643–6657. <https://doi.org/10.1029/2019JC015063>
- Schäffer, H. A. (1993). Infragravity waves induced by short-wave groups. *Journal of Fluid Mechanics*,

- 247(2), 551–588. <https://doi.org/10.1017/S0022112093000564>
- Seabra-Santos, F. J., Renouard, D. P., & Temperville, A. M. (1987). Numerical and experimental study of the transformation of a solitary wave over a shelf or isolated obstacle. *Journal of Fluid Mechanics*, 176, 117–134. <https://doi.org/10.1017/S0022112087000594>
- Senechal, N., Coco, G., Bryan, K. R., & Holman, R. A. (2011). Wave runup during extreme storm conditions. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 116(7), 1–13. <https://doi.org/10.1029/2010JC006819>
- Sheremet, A., Guza, R. T., Elgar, S., & Herbers, T. H. C. (2002). Observations of nearshore infragravity waves: Seaward and shoreward propagating components. *Journal of Geophysical Research*, 107(C8), 3095. <https://doi.org/10.1029/2001JC000970>
- Shimozono, T., Tajima, Y., Kennedy, A. B., Nobuoka, H., Sasaki, J., & Sato, S. (2015). Combined infragravity wave and sea-swell runup over fringing reefs by super typhoon Haiyan. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120(6), 4463–4486. <https://doi.org/10.1002/2015JC010760>
- Shimozono, T., Tajima, Y., Kumagai, K., Arikawa, T., Oda, Y., Shigihara, Y., et al. (2020). Coastal impacts of super typhoon Hagibis on Greater Tokyo and Shizuoka areas, Japan. *Coastal Engineering Journal*, 00(00), 1–17. <https://doi.org/10.1080/21664250.2020.1744212>
- Stockdon, H. F., Holman, R. A., Howd, P. A., & Sallenger, A. H. (2006). Empirical parameterization of setup, swash, and runup. *Coastal Engineering*, 53(7), 573–588. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2005.12.005>
- Suzuki, T., Tajima, Y., Watanabe, M., Tsuruta, N., Takagi, H., Takabatake, T., et al. (2020). Post-event survey of locally concentrated disaster due to 2019 Typhoon Faxai along the western shore of Tokyo Bay, Japan. *Coastal Engineering Journal*, 00(00), 1–13. <https://doi.org/10.1080/21664250.2020.1738620>
- Symonds, G., Huntley, D. A., & Bowen, A. J. (1982). Long Wave Generation by a Time-Varying Breakpoint. *Journal of Geophysical Research*, 87(C1), 492–498. <https://doi.org/10.1029/JC087iC01p00492>
- Tajima, Y., & Sato, S. (2009). Numerical Investigations of Locally Concentrated Damages on Seisho Coast due to Typhoon T0709. In *Asian and Pacific Coasts 2009* (pp. 164–170). World Scientific Publishing Company. https://doi.org/10.1142/9789814287951_0018
- Tajima, Y., Gunasekara, K. H., Shimozono, T., & Cruz, E. C. (2016). Study on Locally Varying Inundation Characteristics Induced by Super Typhoon Haiyan. Part 1: Dynamic Behavior of Storm Surge and Waves Around San Pedro Bay. *Coastal Engineering Journal*, 58(1), 1640002-1-1640002–29. <https://doi.org/10.1142/S0578563416400027>
- Tajima, Y., Shimozono, T., Gunasekara, K. H., & Cruz, E. C. (2016). Study on Locally Varying Inundation Characteristics Induced by Super Typhoon Haiyan. Part 2: Deformation of Storm Waves on the Beach with Fringing Reef Along the East Coast of Eastern Samar. *Coastal Engineering*

- Journal*, 58(1). <https://doi.org/10.1142/S0578563416400039>
- The WAVEWATCH III Development Group. (2016). User manual and system documentation of WAVEWATCH III version 5.16. *NOAA/NWS/NCEP/MMAB Technical Note*, (329), 326.
- Thomson, J., Elgar, S., & Herbers, T. H. C. (2005). Reflection and tunneling of ocean waves observed at a submarine canyon. *Geophysical Research Letters*, 32(10), 1–4.
<https://doi.org/10.1029/2005GL022834>
- Thomson, J., Elgar, S., Raubenheimer, B., Herbers, T. H. C., & Guza, R. T. (2006). Tidal modulation of infragravity waves via nonlinear energy losses in the surfzone. *Geophysical Research Letters*, 33(5), 2–5. <https://doi.org/10.1029/2005GL025514>
- Thomson, J., Elgar, S., Herbers, T. H. C., Raubenheimer, B., & Guza, R. T. (2007). Refraction and reflection of infragravity waves near submarine canyons. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 112(10), 1–9. <https://doi.org/10.1029/2007JC004227>
- Tissier, M., Bonneton, P., Michallet, H., & Ruessink, B. G. (2015). Infragravity-wave modulation of short-wave celerity in the surf zone. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120(10), 6799–6814. <https://doi.org/10.1002/2015JC010708>
- Tucker, M. J. (1950). Surf beats: sea waves of 1 to 5 min. period. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 202(1071), 565–573.
<https://doi.org/10.1098/rspa.1950.0120>
- Weatherall, P., Marks, K. M., Jakobsson, M., Schmitt, T., Tani, S., Arndt, J. E., et al. (2015). A new digital bathymetric model of the world's oceans. *Earth and Space Science*, 2(8), 331–345.
<https://doi.org/10.1002/2015EA000107>
- Winter, G., Lowe, R. J., Symonds, G., Hansen, J. E., & van Dongeren, A. R. (2017). Standing infragravity waves over an alongshore irregular rocky bathymetry. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122(6), 4868–4885. <https://doi.org/10.1002/2016JC012242>
- Zijlema, M., Stelling, G., & Smit, P. (2011). SWASH: An operational public domain code for simulating wave fields and rapidly varied flows in coastal waters. *Coastal Engineering*, 58(10), 992–1012.
<https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2011.05.015>

謝辞

海が好きだ、という単純な理由で私が東京大学海岸沿岸環境研究室に配属されてから、6年が経過しようとしている。学部の卒業研究においては現地観測をベースとした研究の面白さを知り、修士課程には沿岸波浪の理論の単純さと実際の現象の複雑さを学んだ。そうした中で、沿岸波浪の水理をより深く知りたいと思い博士課程へと進んだ。博士課程で研究対象とした Infragravity wave は沿岸波浪の非線形現象の最たる例の一つである。私程度の力では研究を容易に進められるはずがなく、大きな苦勞の連続だったが、なんとか形にすることが出来た。この研究成果が今後の高波防災に少しでも貢献してくれれば嬉しく思う。

本研究を進めるにあたり、多くの先生方にご指導いただいた。主査である下園武範准教授には、修士課程も含め本当に多くのご指導を頂いた。私が研究の方向性が定まらず迷う度に、議論のために時間を割き、研究を進めるための多くのきっかけを与えて頂いた。また、研究室の田島芳満教授と山中悠資助教には、審査会やゼミを通じ日頃より助言頂いたうえ、現地観測においても協力いただいた。高知工科大学の佐藤慎司教授には、本学在籍時に直接の指導をいただいたうえ、本論文の副査として多くの助言を頂いた。同じく副査の中央大学の有川太郎教授、本学の石原孟教授には、審査会を通じ様々な視点からの指摘を頂いた。他、学会等を通じ研究に助言いただいた多くの先生方を含め、深く感謝申し上げたい。

本研究の基本となった現地観測データは、その一部を外部の研究機関から提供いただいた。波崎海岸の長期観測データは、港湾空港技術研究所より提供いただいたうえ、監視カメラの設置においては、伴野氏を始めとした研究員の方々に協力いただいた。また、西湘海岸での波浪観測データは、国交省関東地方整備局より提供を受けている。日頃の尽力の中で得られた貴重なデータを快く提供いただいたこと、深く感謝申し上げる。

また、海岸沿岸環境研究室での生活においても多くの方々に支えていただいております。感謝申し上げます。秘書の長田氏、室園氏には日頃の運営や学会出張などで多くお世話になった。これまで関わった学生諸氏には、現地観測に協力いただいた上、彼らとの日常的な交流が、研究で煮詰まった私のよき気分転換となっていた。

加えて、博士課程最終年度には COVID-19 の感染が拡大し、今なお世界的な混乱が続いている。多くの方が困難な生活を余儀なくされている中で、幸いにも大きな不自由なく研究を進めることが出来た。そうした研究環境の整備はもちろん、医療をはじめとした社会システムの維持・発展に尽力いただいているすべての方々に、感謝の意を表したい。

本論文をまとめるにあたり、まだここには記しきれないほど多くの方々の支えを頂いた。今後は日々の精進をもって一人の研究者としてこれまで以上に成長し、海岸工学のさらなる発展に貢献することで、頂いたすべての支えに対する恩返しとしたい。最後に、これまで多くの心配と苦勞をかけてしまった両親、そして何より私の日々の生活を支えてくれた妻、活力と希望を与えてくれた娘に心からの感謝の意を表し、結びとする。

松葉 義直