

港湾技研資料

TECHNICAL NOTE OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT, JAPAN

No. 713 June. 1991

漂砂と海浜地形変化に及ぼす長周期波の影響に関する研究

加 藤 一 正

運輸省港湾技術研究所



目 次

1. 序 論	6
1.1 社会的要請を受けた漂砂研究の変遷	6
1.1.1 港湾建設	6
1.1.2 海岸侵食対策	6
1.1.3 人工海浜	8
1.1.4 海岸の面的防護	8
1.2 海浜変形予測技術の現状	9
1.2.1 移動床模型実験	10
1.2.2 経験工学的予測	10
1.2.3 数値シミュレーション	10
1.3 沿岸漂砂と岸沖漂砂	11
1.3.1 沿岸漂砂	11
1.3.2 岸沖漂砂	11
1.3.3 岸沖漂砂量解明の方向	11
1.4 本論文の目的および概要	13
1.4.1 目 的	13
1.4.2 概 要	13
参考文献	14
2. 長周期波（エッジ波）の現地観測	17
2.1 はじめに	17
2.2 長周期波の理論と従来の現地観測例	17
2.2.1 エッジ波の理論	17
2.2.2 長周期波（エッジ波）の現地観測例	20
2.3 現地観測の方法	22
2.3.1 現地観測実施海岸（仙台海岸）	22
2.3.2 エッジ波の観測方法	23
2.4 経験的固有関数によるエッジ波の解析	24
2.4.1 経験的固有関数	24
2.4.2 経験的固有関数による波の遡上線の解析	27
2.4.3 流速データによるエッジ波の検証	29
2.5 結 論	32
参考文献	33
3. 長周期波（反射定常波）による多段沿岸砂州の形成	35
3.1 はじめに	35
3.2 羽咋海岸の多段沿岸砂州および長周期波	35
3.2.1 航空写真を用いた多段沿岸砂州の検出	35
3.2.2 羽咋海岸の潮位と波浪	35
3.2.3 長周期波	37
3.3 多段沿岸砂州と長周期波の関係に関する理論的検討	39
3.3.1 長周期波（反射定常波）の理論	39

3.3.2	時化時の砂移動の形態	40
3.3.3	入射波と長周期波の共存場の浮遊砂移動	41
3.3.4	エッジ波との関連に関する若干の考察	43
3.4	羽咋海岸の多段沿岸砂州と長周期波の解析	44
3.4.1	多段沿岸砂州の特性	44
3.4.2	複雑な海底断面上の反射定常波	47
3.4.3	海底勾配と砂州形成周波数との関係	49
3.5	解析結果の考察	50
3.6	結 論	52
	参考文献	52
4.	砕波帯内の浮遊砂濃度と長周期波の関連	54
4.1	はじめに	54
4.2	現地観測の方法	54
4.3	浮遊砂濃度と潮位の関係	55
4.4	正味の浮遊砂量	58
4.5	浮遊砂濃度の長周期変動	59
4.6	結 論	62
	参考文献	62
5.	砕波帯内の局所的漂砂量と長周期波の関連	63
5.1	はじめに	63
5.2	蛍光砂を用いた現地観測	63
5.2.1	現地観測の方法	63
5.2.2	現地観測地点	65
5.2.3	観測期間中の海象条件	65
5.3	蛍光砂の移動と波、流れの概要	67
5.4	蛍光砂の移動と平均流速の関係	76
5.5	波の進行方向への平均移動速度	79
5.5.1	移動速度のモデル化	79
5.5.2	移動速度に及ぼす長周期波の影響	80
5.6	蛍光砂の混合深さ	83
5.7	局所的漂砂量	86
5.8	結 論	87
	参考文献	87
6.	長周期波による前浜侵食	89
6.1	はじめに	89
6.2	波崎海洋研究施設における現地調査	89
6.2.1	波崎海洋研究施設	89
6.2.2	現地調査の方法	91
6.3	汀線位置の短期岸沖方向変動	93
6.3.1	観測期間中の海象条件	93
6.3.2	汀線変化の実態	94
6.3.3	汀線位置の変動とエネルギーフラックスとの関係	96

6.3.4	汀線位置の短期変動モデル	99
6.3.5	汀線位置の短期変動モデルと汀線変化予測モデルの組み合わせの可能性	101
6.4	波による汀線付近の水位上昇	101
6.4.1	水位上昇量に関する従来の観測例	102
6.4.2	観測期間中の気象, 海象条件	102
6.4.3	水位上昇量についてのデータ解析	103
6.4.4	汀線付近の水位上昇量と波, 気圧, 風との関係	104
6.5	荒天時のバーム地形の侵食	109
6.5.1	バーム地形侵食の事例	109
6.5.2	汀線付近の長周期波の波高	111
6.5.3	バーム地形の侵食限界レベル	112
6.6	結 論	113
	参考文献	114
7.	総合的結論と今後の課題	116
	関連文献	118
	記号一覧	120

Study on influences of infragravity waves on sand transport and nearshore process

Kazumasa KATOH*

Synopsis

Based on the data obtained in the field, influences of the infragravity waves about one to three minutes in period on the littoral drift and the changes of nearshore topography have been studied. The main conclusions obtained are as follows;

1. The existence of the standing edge waves is clearly verified by analyzing the longshore variations of wave run-up fronts by means of empirical eigenfunctions.
2. The multiple longshore bars at Hakui Beach have been formed by the existence of infragravity waves perfectly reflected on the beach. Their formation is explained such that the bed materials suspended by the incident waves are transported to the locations of antinodes of the standing infragravity waves by the drift velocities of the latter waves.
3. The concentration of suspended sediment in the surf zone fluctuates with the period of one to two minutes. The net direction of the suspended sediment is offshoreward when the infragravity waves are predominant, while it is onshoreward in the velocity field of incident waves without the infragravity waves.
4. By taking this evidence into account, the set of equations for the local sand transport rate in the surf zone is proposed for the first approximation.
5. It is shown that the shoreline rapidly recesses in one or two days during the erosional process, while it advances with the constant speed during the accretional process. A tentative predictive model of the short-term shoreline changes is proposed, by which the shoreline position can be predicted in order with the time series data of wave energy flux.
6. The actual condition of sea level rising on the shoreline in the storm is also shown.
7. It is concluded that the critical level of berm erosion in the storm depends not on the incident waves, but on the height of infragravity waves and the mean sea level at the shoreline.

Key Words: Infragravity Wave, Edge Wave, Wave Set-up, Surf Zone, Suspended Sediment, Longshore Bar, Beach Erosion, Berm Erosion,

*Chief of Littoral Drift Lab., Hydraulic Engineering Div.

漂砂と海浜地形変化に及ぼす長周期波の影響に関する研究

加藤 一 正*

要 旨

日本の海岸線は自然の猛威に曝されており、しかも戦後は慢性的な海岸侵食を受けている。日本の海岸を災害から守るこれまでの海岸保全では、防災を第一優先として整備延長を極力長くすることに主眼が置かれ、人々が容易に水際に近付くことのできない海岸が増えてきた。これに対して、生活水準の向上とともに砂浜の創造をも含む新たな海岸保全の要請が高まってきている。小さな波や流れの作用でも移動する砂で構成された砂浜を主体とするこの海岸防護方式に背後地の安全を託すためには、まず漂砂およびそれに伴う地形変形を従来以上に高い精度で予測することが必要になる。

ところが、荒天時を含めた一般の状況での海浜や海底地形の変化を予測するモデルは実用レベルに達していない。この背景には、研究が主に室内実験に依存していて相似則の問題を抱えていること、現地海岸に存在する周期1～数分の長周期波の実態および重要性が定量的に把握されておらずそれが室内実験では再現されないことなどがある。

本研究は、現地調査によって現地の漂砂現象、地形変化の実態を把握しつつ、特に周期1～数分の長周期波がそれらに及ぼす影響を具体的に明らかにしたものであり、主要な結論は以下のとおりである。

- (1) 浜への波の遡上の沿岸方向変化を空中写真で撮影し、経験的固有関数で解析するという新しい方法によってエッジ波の存在とその構造の特徴を明らかにした。
- (2) 入射波によって浮遊状態になった底質が長周期波のドリフト流速によって運ばれ多段沿岸砂州を形成することを理論的に示し、現地データで検証した。また、周波数選択の機構が、海底勾配と長周期波の波高・周期で定まる碎波限界によって生じることを明らかにした。つまり、石川県羽咋海岸の多段沿岸砂州は周期約100sの長周期波（反射定常波）によって形成されたものである。
- (3) 碎波帯内の浮遊砂濃度は1～2分程度の長周期変動をしており、長周期流速成分が冲向きになっているときに高濃度になる。
- (4) 碎波帯内の底質移動のうち、波の主方向への移動速度は流速波形の上下および前後の非対称性に依存しており、長周期波が卓越するときの流速波形の skewness が負になることと対応して浮遊砂の正味の移動方向が冲向きとなる。全漂砂量に対する浮遊砂量の割合は流速の2乗平均値が大きくなるにつれて増大する。
- (5) 前浜の侵食過程では急激な汀線後退が生じ、その後の堆積過程では一定速度で徐々に汀線が前進する。この汀線の短期変動を、波のエネルギーフラックスの時系列データから予測するモデルを提案した。
- (6) 荒天時の汀線付近の水位上昇に及ぼす wave set-up、気圧低下、風の寄与を分離し、wave set-up についての従来の理論の妥当性を初めて現地データで検証した。
- (7) 荒天時の前浜侵食限界レベルを汀線付近の水位上昇量と長周期波の波高で算定するモデルを提案した。

キーワード：長周期波，エッジ波，水位上昇，碎波帯，浮遊砂，沿岸砂州，海岸侵食，バーム侵食

* 水工部 漂砂研究室長

1. 序 論

1.1 社会的要請を受けた漂砂研究の変遷

1.1.1 港湾建設

戦後の急激な経済復興に伴って、本格的な工業港計画が樹立され、建設へ向かって着実に歩み始めたのは1950年（昭和25年）以降である。砂浜海浜に大工業港が續々と計画され始めると、各海岸における漂砂特性の把握と漂砂機構の解明は、港湾工学上の重要かつ緊急な技術課題となった。わが国の漂砂研究推進の外的要因の一つは、この世界に類を見ない数の砂浜港の建設であると言える。

当時、沿岸域における諸々の水理現象に関する基礎的知見は浅く、ましてやわが国の沿岸域における波・流れ・漂砂等の特性に関する情報は、極めて希薄な状況にあった。したがって、港湾の計画されたあらゆる地域において、波・流れおよび漂砂の特性に関して事前の調査が行われなくてはならなかった。

漂砂に関しては、

- ①特定の波浪条件下で、どの水深まで海底の砂が動いているのか（移動限界水深）、
- ②砂がどこから供給され、どちらに向かって動いているのか（供給源と卓越方向）、
- ③一年間にどの程度の砂が動いており、水深の増大につれて移動量がどの程度減少するのか（漂砂量とその分布）、

の3点を事前に知ることが、港湾計画の策定上重要な情報であり、これらを把握するための現地調査法が模索され、試みられた。

これらのうち、漂砂を制し埋没を防ぐことが計画の前提となる最も重大な技術課題であった。つまり、砂浜港の港口水深の決定（防波堤をいかなる水深まで延伸するか）に関連する移動限界水深の解明である。このため、放射性トレーサによる漂砂追跡という調査手法が開発、導入された。このトレーサは、現地砂と同じ粒度分布と比重を有し、特定のターゲット物質（例えばコバルトやスカンジウム）を含有するガラス砂を製作し、これに中性子を照射することによってこれらのターゲット物質を放射化したものである。そして、調査方法は放射性トレーサを所定の海底に投入した後、時化の通過を待って、それらの時化による移動後の分布を放射能検出器で調べるものである。

放射性トレーサは、1953年（昭和28年）に世界で始めて苫小牧港で使用された（木野、1973）。終戦直前に広島、長崎が被爆し、また第五福竜丸がビギニ環礁で被爆し、日本全体が核アレルギーにあったとき、そしてまだ日本

に原子炉がなかった当時、世界に先がけ漂砂調査という平和利用のために放射能を用いることは画期的なことであった。さらに、伊良湖港（井島・佐藤ら、1958）および福江港（Sato, 1962）、大洗港（井島・佐藤ら、1961）、鹿島港（Ijima and Satoら、1962）、新潟東港（佐藤・田中、1963）の各海岸において、放射性トレーサによる底質移動調査が実施された。

これらの調査海岸は、太平洋、日本海等の外洋に面したところ、外洋と内海の境界、内海といった日本の代表的な海岸である。調査で得られたデータを基に、佐藤（1962）は、沖浜における底質の表層移動限界、完全移動限界の概念を確立し、限界条件を波と底質の特性および投入点の水深を用いて定式化した。この結果は、砂浜海岸に港湾を建設するとき、防波堤の法線、先端水深、港口の位置を決定する明確な指標を与える重要なものになっている。

その後、底質移動限界に関するさらに厳密な検討が、Kajiura（1964, 1965）の研究に示唆を受けた堀川・渡辺（1966）によってなされ、移動限界に関する議論はほぼ完結した。

移動限界水深が定式化されたことによって、それまで建設が難しいとされた砂浜上に、埋没の生じない港湾を建設することが出来るようになった。ところが、港湾建設はその周辺海浜の変形を引き起こす新たな問題を提起することになってくる。

1.1.2 海岸侵食対策

主要な四島と大小3600にもおよぶ島々から成り立つ日本の海岸線の総延長は、約34,000kmであり、国土面積に較べて非常に長い。また、国民一人当りの海岸線延長は約30cmとなり、世界の海岸線総延長を総人口で割った一人当りの海岸線延長13cm弱（Komar, 1976）と比較しても日本の海岸線延長が長いことが分かる。そして、山地が多く平地が少ないという地理的特性から、人口や資産、経済・社会活動の場は臨海部に集中している。

しかしながら、日本の沿岸部は、もともと日本海における冬冬季節風および太平洋側の秋期台風による激浪、低気圧通過による高波浪、津波、高潮等の自然の猛威に常に曝されており、さらに戦後は、河川流域変更やダム建設、治水・治山事業が急速に進展した結果、河川からの排出土砂が著しく減少し、特に1960年代は港湾の建設、埋立等による沿岸部開発も急速に発展したため、深刻な慢性的海岸侵食問題を抱えるようになった。この典型的な海岸侵食は、駿河海岸に見られる（加藤・入江ら、1985）。海岸侵食の激しさは、田中（1983a）が全国の砂浜海岸約4,000kmについて、終戦直後と1970年代前半（昭

和40年代後半)の空中写真を比較検討した結果によると、海浜は0.12km²/年の割合で減少しており、土量的には百数十万 m³/年の割合でなくなる程のものであった。

わが国における漂砂研究推進の外的要因のもう一つは、この海岸侵食であり、1950年(昭和25年)ころより新潟海岸・富山海岸・皆生海岸等の海岸侵食の調査研究が多くの機関を集めて行われた。また、各種侵食対策工法の効果に関する研究が行われた。

突堤工法は、沿岸漂砂を阻止することによって砂の堆積を促す、あるいは砂の流失を防止することという侵食対策工法である。突堤工法の効果に関する研究は、実質的には1960年初めまでに実施され、それ以降はほとんど行われていない。現在の突堤の設計は、この期間における、永井(1954, 1955)、嶋野・本間ら(1955, 1956, 1957)、石原・榎木(1963)の研究成果に基づいている。ただし、突堤は岸沖漂砂に対して無力であり、大きな波が汀線に直角に入射する海岸では機能を十分に発揮することができない。

これに対して、消波または波浪減衰や、背後に砂を貯えて侵食防止をすることを目的とした離岸堤工法が、1970年(昭和45年)ごろから多用された。その後、離岸堤が急速に普及した(図-1.1参照)のは、ほとんどの海岸

で背後に舌状砂州・トンボロが形成され、そしてこれらの堆積地形は沿岸漂砂量をも減少させるように作用した等、離岸堤が対策工としての性能に優れていたからである。と同時に、豊島ら(1968, 1969, 1970, 1971, 1972, 1974, 1977)による離岸堤の堆砂効果に関する一連の実証的な研究が、離岸堤工法の普及と設計法の確立に大きな貢献をしたためである。

突堤・離岸堤等の侵食対策工に関する研究と並行して、護岸前面の洗掘とその防止対策の研究が行われている。例えば、直立壁前面の洗掘機構に関する基礎的実験(佐藤・田中ら, 1966; Sato and Tanakaら, 1968)やシート系フィルターの新掘防止効果の実験(入江・杉山ら, 1967)、根固工の洗掘防止効果に関する実験(佐藤・入江ら, 1971)がこれに相当する。また、侵食対策工も含めた構造物周辺の局所洗掘、安定性に関する研究は第13回(1966)~第23回(1976)の海岸工学講演会で集中的に発表されている。この種の研究が実施されたことは、各種対策工の機能が、基本的には海岸侵食の拡大を止めるものであり、海岸への供給土砂の減少まで考慮した根本的なものではなかったことを意味する。

この間の海岸侵食対策が、いわば対処療法的にならざるを得なかった背景に、法制度の立ち後れがある。1949年(昭和24年)までは、原形復旧を原則として災害復旧工事としての事業が行われていたに過ぎなく、海岸には施設らしい施設はほとんどなかった。1950年(昭和25年)になると、海岸災害を未然に防止するために、海岸堤防の新設、改良あるいは補強を実施する海岸堤防修築事業が、そして1952年(昭和27年)から、侵食対策事業および局部改良事業が実施されることになったが、これらの事業は何れも予算補助としての助成措置であり、法的根拠はなかった。やっと、1956年(昭和31年)になって、海岸法が制定され、これに基づいて海岸保全事業が行われるようになった。その3年後である1959年(昭和34年)9月の伊勢湾台風による、死者不明者5,101名、全半壊の家屋153,893戸の大被害(東京天文台, 1988)が、沿岸部に集中するわが国の国民の生命と財産の安全性を確保する海岸保全事業を強く推進する契機となった。

その後の海岸保全事業では、ほとんど未整備な日本の海岸の整備延長を極力速く延伸していく必要があった。その結果、今日では海岸保全区域延長の約67.3%が、離岸堤、突堤、堤防、護岸および前面消波工によって一応防護されていて(建設省河川局, 1988)、海岸侵食による国土の喪失を最小限にとどめた。しかしながら、限られた財政の中で経済的効率の高い防護工法を採用して出来るだけ防護延長を稼ぐことに力点が置かれたことは否定

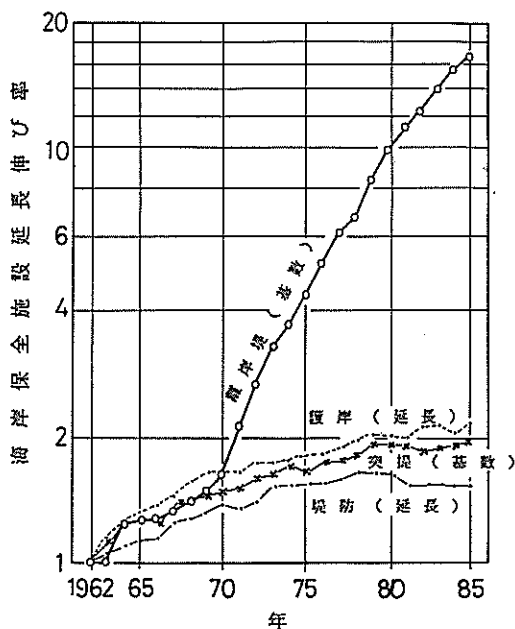


図-1.1 海岸保全施設の種別別築造経緯(運輸省港湾局防災課, 1988)

できなく、背後地の住民が、これらの防護構造物に阻止されて、容易に水際に近付くことの出来ない海岸が増え行つた。

1.1.3 人工海浜

海岸は、従来より国民の生活、生産、流通、レクリエーションの場として重要な役割を果たしてきた。しかし、前項で述べたように、戦後わが国の海岸は侵食が徐々に進行して砂浜が減少し、代わってそれに対する侵食対策工で覆われるようになってきた。これに対し、1960年代後半からの高度経済成長に伴う国民生活の向上とともに、国民のニーズも多様化し、海岸の整備に関して新たな対応が求められるようになる。そして、砂浜の役割に関する認識の高まりおよび余暇の増加に伴うレクリエーション施設要求の増加を背景として、人工海浜が全国各地で計画されるようになってくる。

1973年（昭和48年）に海岸環境整備事業が発足し、人工海浜の造成事業が国の補助対象になった結果、海水浴等レクリエーションの場としての人工海浜の造成が新しい事業として注目を集め、それに対応した技術指針の確立が重要な研究テーマとなった。

人工海浜建設の歴史はアメリカ合衆国が最も古く、1920年代初頭から始まっていたようである（田中・小笠原ら、1977）が、わが国においての研究はほとんどなされておらず、わずかに佐藤・入江ら（1970）、田中・佐藤（1973）による神戸市須磨海岸での人工海浜造成を目的にした現地調査および実験が行われていたにすぎない。したがって、人工海浜造成工法に関する基礎的な研究では、須磨海岸を対象とした移動床模型実験をしつつ、当面の人工海浜造成のための技術的課題として諸外国の実績に関する文献調査（田中・小笠原ら、1977）が行われた。その後、離岸潜堤の波浪減殺効果と砂浜安定に関する実験（田中・小笠原ら、1977）、法止工を有する人工海浜の安定性に関する実験（田中・小山内、1979）等が実施された。そして、これらの成果と須磨海岸や稲毛、幕張の人工海浜造成で得た知識をもとに、「人工海浜の建設技術マニュアル」が取りまとめられた（運輸省港湾局、1979）。しかし、当時は日本における事例が少なく、人工海浜に関する知見の蓄積が十分でなかったため、人工海浜の造成に先立ち対象海岸での人工海浜の安定を三次元移動床模型実験で調べる事が繰り返されている。

養浜材料の乏しいわが国における人工海浜では、アメリカ合衆国のように継続的に砂を補給することが困難であったため、最初に養浜した砂が極力流失しないように構造物で防護することを基本とした。これは、すなわち、侵食対策であり、突堤・離岸堤の建設技術がそのまま、

人工海浜の安定をはかるために利用された。人工海浜を追跡調査した結果によると、離岸堤と突堤で囲まれた人工海浜では養浜砂のほとんどが流出せずに留まっている（栗山・加藤ら、1989）。ただし、近年は台風に伴う本格的な高波浪が来襲していないことに留意しなければならない。なお、砂の流失防止に注意を払いすぎた結果、水質低下を招いた例が初期の人工海浜に見られる。

また、人工海浜は海水浴を主体とするレクリエーションの場を造成することであり、戦後蔓延した全国的な海岸侵食で少なくなった海浜そのものを蘇らせるほど積極的なものではなく、その施工場所は局所的なものである。

1.1.4 海岸の面的防護

海浜の減少と並行して、高天端の護岸、離岸堤、突堤等の構造物を沿岸部に建設することによって、防災対策を行ってきた。じわじわせまる海岸侵食と自然の猛威に不安を抱いた人々は、これらの防災施設を頼もしく感じたとはいえない。確かに、防災という観点だけからはこれら構造物の建設は有効であった。

しかし、高度成長期を経て豊かな時代に入った現在、国民の意識も変化してきた。防災が問題となる荒天時に較べて圧倒的に期間の長い静穏時に、海に近付くことが極めて困難になったことに対し、白砂青松に代表されるような潤いと安らぎ、海辺とのふれあい、景観等をも重視し、地域の特性に調和した海岸が要請される時代となってきた（図-1.2参照）。また、海浜のもつ環境上の意義について、近年種々の調査研究がなされ、レクリエーションや漁業の場としての意義、海水の浄化や生物生息の重要性が認識されるようになってきた。つまり、海岸に対して陸域と海域の多面的な利用が一体的に図れる重要な生活空間としての要請が高まってきている。

このことは、従来の防災を第一優先にした海岸防災対策ではなく、ゆとりと潤いのある海浜の回復も合わせ持つより高度な防災対策が必要になってきたことを意味している。「防災」と「親水性」、これらの相反する要請に共に応えべく、新しい海岸工学上の技術課題を克服しつつ既存施設の再構築が進められようとしている。すなわち、面的防護方式による海岸保全である。

面的防護方式というのは、波エネルギー吸収率が他のどのような人工構造物より高く、80～95%に達する海浜の優れた防災機能（田中、1983b）を効果的に取り入れたものである。つまり、沖側に離岸堤や潜堤を配置してあらかじめ波を減殺し、さらに岸へ伝播して来る波を自然あるいは人工の砂浜で碎波させ、最後に階段護岸等の人々が海側へ行きやすい構造の護岸で残りの波をうける防護方式である。沖側の消波構造物、砂浜、堤防・護岸等の

ペイスケ

園山俊一

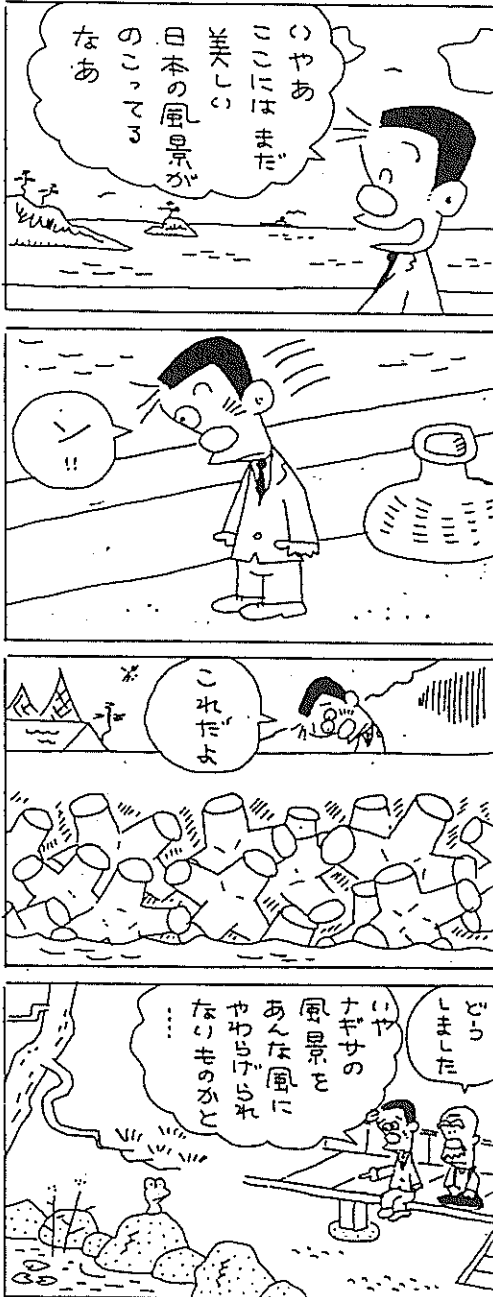


図-1.2 高質な海岸の要諦 (園山, 1989)

複数の海岸施設を適性に配置して、これらに面としての防護機能を持たせるものであることから、面的防護方式と称されているのである。

面的防護方式では、防災機能を三つの施設が分担して担うので、人々の砂浜へのアプローチや景観を損なわない海浜を創造できる。しかし、それはわが国土が台風、津波、高潮などの自然災害の危険にさらされていることに対する、防災的機能を有するものであることを大前提としている。したがって、複数施設の相互の関わりについて解明して、全体としての機能を明らかにし、これを効果的に利用できるような技術の確立が必要になる。だが、過去に我々が蓄積してきた技術は、こうした複合性に対応しきれるとはいいがたい。特に、砂浜の砂は、小さな波の作用でも容易に移動し、その結果海浜は非常に不安定であるという認識が一般にはある。しかも、自然の砂の補給は従来ほどにはないという状況が加わっている。この不安定な海浜に、背後地の安全を託すことへの不安はなかなか取れない。したがって、人為的にこのような海浜を造成する試みを成功させるためには、海岸技術者は今日よりもさらに高い精度で面的防護方式の海浜における砂の動きを予測する能力、それに伴う地形変化を予測する能力をまず持たなければならない。

つまり、戦後の無防備な海岸における災害後の原形復旧に留まっていたことは、海岸防災上何ら保険をかけていなかったものであるといえる。その後、河川からの流下土砂の減少や港湾建設等の沿岸部の開発によって、日本全体は慢性的な海岸侵食問題を抱えるようになる。これに対して、1956年(昭和31年)より海岸法に基づき海岸保全事業が開始となり、海岸防災の保険がかけられるようになったが、それはいわばかけすての保険であった。最近になって、より高質な海岸防災保険、つまり「親水性」という配当を取り出す海岸保全の要諦が強まってきている。海岸線が長いということは防災が大変であると同時に、防災をしっかりすれば日本が海岸線に恵まれている(配当が多い)ということになる。これに対処するためには、まず海浜の変形を高精度で予測する技術を持たなければならない。

1.2 海浜変形予測技術の現状

現在、海浜変形予測の可能な手段としては、基本的には水理模型実験による予測手法、経験工学的な予測手法、数値シミュレーションによる予測手法の3つの方法がある。これらのうち、特に後二者の方法は、1960年代後期、わが国において急激に環境問題がクローズアップされたとき、沿岸構造物の建設が周辺海浜に及ぼす影響を事前に評価するために研究・開発されてきたものである。

1.2.1 移動床模型実験

水理模型実験、特に移動床模型実験による海浜変形予測は、古く戦前から試みられている(例えば、本間, 1936)。しかし、研究の歴史は長いものの、現地を縮小して模型の中に閉じ込めるときに避けることの出来ない相似則の問題は、依然として解決されていない。このことが「移動床模型実験は、scienceではなくartである」と言われる(Whalin and Ckatham, 1979)ゆえんである。

実験に際しては、種々提案されている相似に関する経験式で計算した結果を考慮に入れて、模型を歪めたり、特定の部分だけに注目したりしながら、最も信頼がおけると判断される模型を室内に製作する。そして、将来の海浜変形を予測する前に、実験対象海域において過去に生じた地形変化を模型内で再現することか必要不可欠となっている。このため、現状模型の中での海浜断面の変化、さらに汀線変化量をもっとも小さく、現地海岸の現状に最もフィットした波浪条件を試行錯誤的に求め、現地の外力と直接対応はしない仮定の波浪を実験波として用いている(例えば、加藤・田中ら, 1983)。

こうした再現実験の考え方は、結局、模型の中での岸沖漂砂量を最小限に抑えた条件下で実験を実施していることを意味しており、後述する数値シミュレーションにおける汀線変化予測モデルと、同様な状況を設定していることになる。

1.2.2 経験工学的予測

経験工学的な予測手法は、過去に生じた海浜変形の事例を収集し、これを整理解析することにより整備される。すなわち、対象海岸の特性とそこに築造される構造物の配置形状や構造の特徴を過去の事例と照合し、その類似性からその構造物を築造することによって起こり得る海浜変形を類推する方法である。したがって、この手法の基本は、過去に生じた海浜変形を正しく理解・把握するところにある。

経験工学的予測手法の開発を目指した研究は、航空写真による戦後の海浜変形の実態の調査に端を発する(田中・小笹ら, 1973; 田中・小笹, 1974; 田中・小笹ら, 1977)。この調査では、全国の主要砂浜4,000kmの海浜変形の実態が調べられた。また、砂浜港の周辺に生じた海浜変形についても、航空写真を用いて調査された(田中・沢本, 1974)。その結果、港湾建設に伴う海浜変形の変化の典型的なタイプが、抽出され類型化されている(田中, 1974)。

一方、1955年(昭和30年)ころから進められてきた各海浜の特性調査の結果を全国的な視野から取りまとめる研究が1978年(昭和53年)から1980年(昭和55年)にか

けて実施された(田中・小山内ら, 1980)。これに基づいて、田中(1980)は、わが国の陸地地形、沖合いおよび沿岸部の海底地形、底質特性、波浪・潮汐特性、沿岸漂砂の方向、海浜変形の実態および地盤の変動等を考慮して、わが国の海浜を類似の特性を有する区域に分割した。さらに、海浜の延長、海底勾配、底質漂砂の卓越方向の明確さで規定される海浜の形態の区分を重ねて、わが国の海浜の分類を行っている。

田中らによる一連の研究により、海浜変形のパターン化および日本の海浜性状の分類がなされた結果、経験工学的予測の精度が非常に向上した。しかし、この解析で用いたデータは、長期間隔たった複数枚の航空写真であるので、それに基づく経験工学的予測は長期間の汀線変化についてのみ可能となる。最近、深淺図を統計的に解析して構造物周辺の海底地形変化を類型化することが試みられている(加藤・栗山ら, 1987)ものの、データの蓄積量が十分ではなく、汀線変化のパターン化のように整備されていない。

経験工学的予測は、今後データが蓄積されて経験を積み重ねれば整備されていく。しかし、まず最初に経験しなければならないために、過去に経験のない新しい条件での海浜変形予測には限界がある。

1.2.3 数値シミュレーション

数値シミュレーションによる海浜変形予測は、大型電子計算機の普及を背景として、急速に発達した。現在までに、汀線変化予測モデル(例えば、田中・灘岡, 1982)が確立され、実用レベルに達している。このモデルは、砕波帯内の諸現象をブラック・ボックスとして、砕波帯に入射する波のエネルギーフラックスの沿岸方向成分と沿岸漂砂量を経験的に関係づけた沿岸漂砂量公式を基本とし、それと底質の連続式を連立して汀線の前進後退を予測するものであり、その適用方法について種々の検討がなされている。しかし、このモデルは、本来きわめて巨視的・経験的な捕らえ方で現象を見、これをモデル化したものであるから、実際の海浜で生じている現象の再現能力という点では自ら限界がある。つまり、沿岸漂砂による長期的な汀線変化予測の強力な手段になっているのであるが、逆にいうと長期的な汀線変化の予測しかできない。岸沖漂砂がおもな要因であると考えられている荒天時の短期的な汀線の前進、後退や、三次元的な海底地形の変化は、このモデルの対象外である。

汀線変化予測モデルのこの様な限界を大幅に解決し、海底地形の変化まで予測しようとするのが水深変化予測モデル(例えば、渡辺・丸山ら, 1984)である。水深変化予測モデルでは、汀線変化予測モデルでブラック・ボ

ックスとして取り扱った砕波帯内の諸現象を理解・解明して定式化する必要があり、多くの研究者の努力が注がれている。現在、モデル全体の枠組みはほぼでき上がっているのであるが、細部についていろいろな仮定がなされた状態でモデルが組み立てられている。特に、信頼おける岸沖漂砂量式あるいは局所漂砂量式が確立されていないため、水深変化予測モデルは未だ実用的なものにはなっていない。

面的防護方式において、防災機能を有する砂浜を人工的に造成するためには、造成後の砂浜が波の作用によってどの様に変形するかということを事前に予測する技術、特に台風や低気圧の通過にともなう短期間の変形を予測する技術が必要になる。この様な観点で現在の海浜変形予測手法をみると、移動床模型実験、経験工学的手法、汀線変化予測モデル等の実用レベルにある予測手法は、いずれも長期海浜変形予測を行うものであるため、これらによって面的防護方式の短期的海浜変形を予測することはできない。今のところ実用レベルに達していない水深変化予測モデルに、唯一その可能性が残されている。したがって、砕波帯内の諸現象、特に漂砂機構を定式化し、水深変化予測モデルを早急に実用化することが望まれている。

1.3 沿岸漂砂と岸沖漂砂

漂砂移動は、便宜上海岸に平行な方向の移動「沿岸漂砂」と、海岸に直角方向の移動「岸沖漂砂」に分けて考えられている。このうち、沿岸漂砂は長期的海浜変形に寄与し、岸沖漂砂は短期的変形に寄与すると考えられている。

1.3.1 沿岸漂砂

全沿岸漂砂量は、砕波帯内の漂砂機構をブラック・ボックスとしてとらえ、砕波点における入射波のエネルギーフラックスの沿岸方向成分との関係で評価された。この研究は、比較的早く主に現地データに基づいて沿岸漂砂量式の係数を決定することが試みられている。代表的なものとして、Savage(1962)は、実験データと現地での防波堤の下手側の人工海浜の侵食量、導流堤上手側からのサンドバイパス量を整理して係数を決定した。Sato and Tanaka(1966)は、鹿島港建設初期における南北両防波堤間の土量変化をもとに、沿岸漂砂量式を検討した。Komar and Inman(1970)は、砕波帯内に蛍光砂を投入し、その分布の重心の沿岸方向移動速度に砕波帯の幅および移動厚さを掛けて沿岸漂砂量を求めた。この結果は、後に CERC 公式と呼ばれる沿岸漂砂量式へと発展する。

これらの成果は、汀線変化予測モデルに組み込まれて

いる。ただし、現在の汀線変化予測モデルには、構造物背後の遮蔽域のように砕波波高が沿岸方向に変化することによる沿岸漂砂量も考慮した小笹・Brampton(1979)の式が用いられている。

砕波帯内の局所沿岸漂砂量は、灘岡・田中ら(1981)が蛍光砂を用いて調査しており、現地データと理論的検討によって平均流方向への砂移動速度と平均流測の関係を得ている。

1.3.2 岸沖漂砂

岸沖漂砂に関する初期の研究は、海浜断面形状に注目して行われている。すなわち、Johnson(1949)によって提唱された海浜断面の平衡状態の特性と、それに関与する要因の検討が主たる研究であり、岩垣・榎木(1955)、篠原・椿ら(1958)、井島・青野(1959)、本間・堀川ら(1960)および岩垣・野田(1961)等によって検討されている。特に岩垣・野田(1961)、Iwagaki and Noda(1963)は、実験で得られた正常海浜断面と暴風海浜断面が沖波波高勾配と波高底質粒径比の2つのパラメータで整理できることを示し、沿岸砂州発生限界を与えた。

その後10年ほどの研究空白期を経て、海浜断面形状を初期状態からの変形パターンによって分類し、各パターンの発生限界を調べる研究が、田中・新保(1973)、堀川・砂村ら(1973)によって始まった。この研究は、堀川・砂村ら(1974, 1975)、砂村(1980)によって、海浜の初期勾配と波浪の特性(波形勾配)および底質粒径を用いて汀線の前退・後退の判別とその量を推定するモデルの提案へと発展した。

岸沖漂砂量の定式化については、1976年の Madsen and Grant(1976)以来、多くの研究者が種々の角度からアプローチを試みている。Horikawa(1988)がまとめた結果によると、これまでに提案されている代表的な岸沖漂砂量算定式は、18種類におよぶ。Horikawaが指摘する従来の提案式の特徴は、①底面付近の流速あるいは底面剪断応力を外力とする考え方がほとんどであり、多くの場合、微小振幅波理論を適用して測定が容易な波高から底面流速を評価している、②漂砂量算定式の多くは、小規模の実験、あるいは現地での漂砂量の測定作業の可能な静穏時の漂砂量データから得られたもの、である。このため、いかなる式が最も信頼性が高いかを判断することはかなり難しい。つまり、現時点では、岸沖漂砂量を精度良く評価することが出来ない。

1.3.3 岸沖漂砂量解明の方向

面的防護方式による海岸保全を成功させるためには、まず荒天時の短期海浜変形を予測しなければならない。しかしながら、それに必要な岸沖漂砂量算定式は信頼お

けるものがあるとはいえない。非常に多くの研究者の長い研究期間を通じて、未だ岸沖漂砂が十分解明されていないということは、海底粗度、底面摩擦係数、摩擦速度、移動限界流速等の取り扱いの妥当性を議論することとは別に現象へのアプローチそのものを振り返ってみる必要がある。

岸沖漂砂によって前浜地形、断面地形がいかなる変形をするかという研究、最近の岸沖漂砂量に関する研究は、ほとんどの場合二次元水槽の中で移動床模型実験によってなされてきた(Horikawa(1988)がまとめた、18の岸沖漂砂算定式のうち、現地調査によるものは1例しかない)。このため、常に以下の問題を抱えていたことが指摘できる。

① 相似則の問題

移動床模型実験には、相似則という大問題がある。例えば、Iwagaki and Noda(1963)の沿岸砂州発生限界に、現地の波浪諸元と底質粒径を代入すると、現地海岸では常に暴風海浜になってしまう。これについて、合田・佐藤(1981)は、直接現地に適用するのではなく、現象の理解にとどめておくべきであると述べている。これに対して、信頼おける相似則を確立することによって、漂砂研究の大幅な発展が可能になるとの期待があり、多くの相似則に関する研究がなされてきた。しかし、相似則の問題については解決されていない。つまり、岸沖漂砂に関する研究が主に室内の移動床模型で実施されており、しかも相似則の問題が十分解決されていないところに問題がある。

一方、漂砂関係で現地適用可能な式は、わずかに移動限界水深算定式と沿岸漂砂量式である。これらの現象は現地調査が比較的やり易いということもあったが、とにかくいずれも現地観測主体の研究成果である。特に沿岸漂砂量式は、すでに実用レベルに達した汀線変化予測モデルの基本式になっている。

結局、移動床模型実験による岸沖漂砂へのアプローチは現象の基礎的な理解には寄与するものの、その成果を基に実際の短期海浜地形変化のモデルを組み立てることは難しいといえる。最終的には、現地調査を実施し、その結果に基づいてモデルを組み立てる必要がある。

② 現象の再現性問題

Iwagaki and Noda(1963)は、移動床模型実験で沿岸砂州の発生限界を調べている。その結果によると、暴風海浜と正常海浜の発生限界がわずか2つのパラメータ、つまり沖波波形勾配と波高粒径比で説明できる。この成果は、「非常に数少ないパラメータで海浜断面変化のモデル化が可能である」との期待を我々に持たせるに十分で

あった。しかし、その後現在まで四半世紀以上の間、多くの研究者によって実施された大変なケース数の二次元移動床実験、およびその過程での観察、データ解析を通じてもまだなお現地の海浜断面変化を説明するモデルが出来ていない。

一方、沖から来襲する風波は、砕波帯内では水深オーダーの波高以上にはならない(合田, 1977)。時化時に沖の波高が増大しても、砕波地点が沖に移動するだけで、砕波帯内の水深の浅いところの波高は小さいままである。特に、汀線付近では、沖の波高が変化してもほとんど0である。しかし、荒天時に海浜が侵食を受けるのは何故か? 沖波波浪諸元を外力パラメータとするIwagaki and Noda(1963)の沿岸砂州発生限界および入射波の砕波変形を考慮した流速場をもとに提案されている各種岸沖漂砂算定式だけでは、この素朴な疑問に答えられない。

これらのことは、もしかしたら二次元断面実験では現地と異なる機構で断面変化が生じているのではないか?あるいは、現地の重要な現象が十分再現されていないのではないか? という疑問を投げかける。そこで、現地の砕波帯内で荒天時に何が起きているかについて、調べる必要がある

以上のように考えると、沿岸漂砂量が主に現地観測によって研究されたのに対して、岸沖漂砂の研究が移動床実験によっていることが、岸沖漂砂量式確立の遅れの一因になっているものと考えられる。したがって、岸沖漂砂を含めた砕波帯内の漂砂機構を調べるためには、現地調査を主体とした研究が必要になる。そして、現地海岸には存在し、漂砂現象に関係がありそうであるにもかかわらず、これまで漂砂実験でまったく考慮されていない現象に注目する必要がある。すなわち、砕波帯内で顕在化する周期1分～数分の長周期波である(最近、二次元水槽において入射波高を変化させて長周期波を発生する試みがなされている(例えば、日野・仲座ら, 1988)が、漂砂実験で再現されたことはない)。この長周期波には、荒天時に波高が大きくなりしかも汀線で波高が最大となる特性(Bowen and Huntley, 1984)があるため、②の疑問を説明することが出来そうである。

斜面上の長周期の波動運動の研究の歴史は、決して新しいものではない。例えば長周期波の一形態であるエッジ波については、1846年にStokesがモード0のエッジ波の理論解を微小振幅波理論によって導いていることをLamb(1932)が紹介している。もとは、数学的な興味から検討されたようであり、長周期波の物理的な意義についてはあまり注目されていなかったようである。ところが、Munk(1949)、Tucker(1950)の観測によって、浅海域に

長周期の水位変動 (surf beat) が実際に存在していることが明らかになり、エッジ波と三日月砂州の関連性の可能性を示す Bowen and Inman (1971) の論文が発表され、引続き Huntley and Bowen (1973) が Nature 誌にエッジ波を観測したことを発表し、その翌年 Suhayda (1974) が長周期波 (反射定常波) の観測を発表するに及んで、沿岸部の長周期波が俄然注目されるようになった。わが国における長周期波観測の歴史は外国よりも古い。Yoshida (1950) によると、1912年に寺田が、また1939年と1949年に中野がサーフビートについて論文を発表している。永田 (1959) は、電磁流速計を用いて測定した浅海域の流速波形に周期 2～3 分の長周期変動が認められることを報告している。

したがって、この長周期波の存在を考慮に入れた現地調査を主体に、砕波帯内の漂砂機構へのアプローチが必要である。

1.4 本論文の目的および概要

1.4.1 目的

従来の防災を第一優先にした海岸防災対策ではなく、ゆとりと潤いのある海浜の回復をも合わせ持つより高質な防災対策として、面的防護方式による海岸保全が検討されている。この防護方式により海浜を創造する試みを成功させるためには、高い精度で海浜の砂の動きを予測する能力、それに伴う地形変形を予測する能力をまず持たなければならない。

ところが、現在の実用的な海浜変形予測技術は、海浜の長期的変形についてのものであり、防災上重要な荒天時の短期海浜変形を予測するものではない。唯一、短期海浜変形を予測することが可能となる水深変化モデルは、開発途上にあり、未だ実用レベルには達していない。このモデル開発上の大きな障害は、荒天時の岸沖漂砂あるいは局所漂砂を算定する信頼おける方法が確立されていないところにある。

岸沖漂砂算定式の確立が遅れている背景には、その研究が主に移動床実験に依存して行われてきたことがある。つまり、移動床実験には、根本的に相似則の問題を抱えること、現地海岸に存在する長周期波が従来の実験では再現されていないこと等の問題があった。このことを考慮すると、面的防護方式の海浜変形予測技術をより高精度にするためには、長周期波に注目した現地調査を主体として、砕波帯内の砂移動機構にアプローチすることが重要であると判断される。

本論文は、この様な観点に立脚し、現地資料および現地調査で得られデータを基に、長周期波が漂砂および沿岸地形化に及ぼす影響を具体的に明らかにすること、お

よび今後の岸沖漂砂算定式の確立に際し従来無視されていた長周期波の影響を取り込む必要性を示すことを目的に取りまとめたものである。

1.4.2 概要

本論文の第 2 章以降の概要は以下のとおりである。

第 2 章では、長周期波 (エッジ波) の現地観測について述べる。Huntley and Bowen (1973) に始まるエッジ波の現地観測では、砕波帯内の複数点で測定した水面変動や流速を、スペクトル解析、クロス・スペクトル解析した結果と、エッジ波の理論に基づき、位相関係、コヒーレンス、沖方向へのエネルギー密度の減衰の特性を調べるものであった。しかし、この方法はエッジ波の特徴の一面しか見ておらず、振幅が汀線で最大となりしかも沿岸方向に正弦的に変動するというエッジ波の最も重要な特徴を利用する調査方法ではなかった。そこで、宮城県仙台海岸において前浜への波の遡上の沿岸方向変動特性を空中写真で撮影し、得られたデータを経験的固有関数で解析するという方法でエッジ波の存在を証明する。

第 3 章では、長周期波 (反射定常波) による多段沿岸砂州の形成について述べる。Bowen and Inman (1971) が、三日月砂州の成因として、重複エッジ波の可能性があることを理論的に示して以来、多段沿岸砂州、斜行砂州の成因を長周期波に求める研究が報告されている。しかし、従来の理論では、①長周期波の軌道流速およびドリフト流速は、底質を移動させるほどの大きさではない、②規則的な沿岸地形を形成するためには、長周期波のエネルギーが狭い周波数帯に集中していなければならない、しかもその状態が長時間継続しなければならない等の指摘に対して、十分な説明がなされておらず、仮説的であるとされていた。本章では、石川県羽咋海岸の多段沿岸砂州に関する現地データを解析し、上記①、②の指摘に答えるかたちでその成因が長周期波にあることを示す。

第 4 章では、砕波帯内の浮遊砂濃度と長周期波の関連について述べる。砕波帯内の砂移動は、流体運動のスケール・構造に対応するので、沿岸砂州、三日月砂州、カスプ等の成因を長周期波の存在に求める場合には、長周期波に対応した砂移動が存在しなければならない。この観点から、砕波帯内の浮遊砂濃度に注目し、茨城県大洗海岸で浮遊砂濃度と流速変動を同時観測した結果に基づいて、長周期波の及ぼす影響について考察を加える。

第 5 章では、砕波帯内の局所漂砂量に及ぼす長周期波の影響について述べる。ここでは、砕波帯内に蛍光砂を点投入し、その周辺円周上でコアサンプルを採取するという灘岡・田中ら (1981) の開発した方法により、茨城県大洗海岸、須田浜で現地調査した結果を、同時に電磁流

速計で測定した投入点の流速水平二成分とともに解析し、特に波の主方向への蛍光砂移動と長周期流速変動の関係を示す。得られた局所漂砂量式から、砕波帯内の砂移動機構、砂移動形態について考察する。

第6章では、長周期波による前浜侵食について述べる。解析に用いた現地データは、すべて茨城県須田浜にある波崎海洋研究施設で得られたものである。まず最初に、毎日測定した前浜断面データから、汀線の短期変動の実態を明らかにし、それを予測するモデルを提案する。続いて、荒天時における汀線付近の水位上昇量を詳細に調べ、それに及ぼす wave set-up、気圧低下による吸い上げ、風による吹き寄せの寄与を分離する。この結果をもとに、wave set-up についての従来の理論の妥当性を初めて現地データで検証する。最後に、前浜侵食が生じるときには汀線付近の長周期波の波高が大きくなっていることを実測データで示した後に、荒天時の前浜侵食限界レベルを汀線付近の水位上昇量と長周期波の波高で算定するモデルを提案する。

第7章では、本研究の全体を通しての結論をまとめ、今後に残された課題について言及する。

参考文献

- 1) 石原藤次郎・榎木亨(1963):防砂堤による海岸線の安定に関する一考察,第10回海岸工学講演会講演集, pp. 156-161
- 2) 井島武士・佐藤昭二・早瀬幸一(1958):伊良湖港の漂砂について,第5回海岸工学講演会講演集, pp. 97-106
- 3) 井島武士・青野尚(1959):海岸汀線物質の砂堆積におぼす影響(第1報),第6回海岸工学講演会講演集, pp. 49-56.
- 4) 井島武士・佐藤昭二・青野尚(1961):茨城県磯浜海岸の漂砂について,第8回海岸工学講演会講演集, pp. 168-175.
- 5) 入江 功・杉山茂信・浅川 昭(1967):洗掘防止へのプラスチックフィルターの利用について,第5回港湾技術研究所研究発表会講演概要, pp. 45-60.
- 6) 岩垣雄一・榎木 亨(1955):海浜の平衡勾配と砕波による砂移動に関する研究,海岸工学講演会講演集, pp. 99-105.
- 7) 岩垣雄一・野田英明(1961):海岸変形の実験における縮尺効果の研究,第8回海岸工学講演会講演集, pp. 139-143.
- 8) 運輸省港湾局(1979):人工海浜の建設技術マニュアル, 112p.
- 9) 運輸省港湾局防災課(1988):海岸技術のあゆみ,みなとの防災,第100号, pp. 73-96.
- 10) 小笹博昭・Brampton, A. H. (1979):護岸のある汀線変化計算,港湾技術研究所報告,第18巻,第4号, pp. 77-104.
- 11) 加藤一正・田中則男・木村久雄・赤石正廣(1983):大河川河口部周辺の移動床模型実験-吉野川河口周辺地形変化について-,港湾技術研究所報告,第22巻,第2号, pp. 3-87.
- 12) 加藤一正・入江 功・田中則男(1985):大井川河口周辺海岸の海浜変形の巨視的把握,第32回海岸工学講演会論文集, pp. 390-394.
- 13) 加藤一正・栗山善昭・入江 功(1987):深淺図の保存・管理および深淺図を用いた海浜変形の把握,港湾技研資料, No. 603, 107p.
- 14) 木野 工(1973):ドキュメント吉小牧港,講談社, 427p.
- 15) 栗山善昭・加藤一正・入江 功(1989):離岸堤を備えた人工海浜の地形特性,港湾技研資料, No. 659, 49p.
- 16) 建設省河川局編(1988):海岸統計,63年度版,247p.
- 17) 合田良実(1977):港湾構造物の耐波設計,鹿島出版会, 237p.
- 18) 合田良実・佐藤昭二(1981):新訂版,海岸・港湾,わかり易い土木講座17,彰国社, 396p.
- 19) 佐藤昭二(1962):港湾建設計画に関連した漂砂の研究-特にアイソトープによる漂砂調査及び研究-(及び同付図),港湾技研資料, No. 5, 156p.
- 20) 佐藤昭二・田中則男(1963):R. I.による新潟東港の漂砂調査について,第1回港湾技術研究所研究発表会講演概要集
- 21) 佐藤昭二・入江 功(1966):海岸構造物の堤脚部洗掘に関する研究(第1報)-直立壁堤脚部の波による二次的洗掘実験-,港湾技術研究所報告,第5巻,第11号, 33p.
- 22) 佐藤昭二・入江 功・天坂三明(1970):須磨海岸の漂砂に関する模型実験,港湾技研資料, No. 106, 37p.
- 23) 佐藤昭二・入江 功・佐々木克博(1971):海岸堤防のり先の洗掘防止工法に関する実験的研究,港湾技研資料, No. 117, 38p.
- 24) 篠原謹爾・椿東一郎・斉藤 隆(1958):漂砂と波の特性に関する研究,第5回海岸工学講演会講演集, pp. 61-64.
- 25) 嶋野貞三・本間 仁・堀川清司(1955):突堤の及ぼす影響について,海岸工学講演会講演集, pp. 49-56.
- 26) 嶋野貞三・本間 仁・堀川清司(1956):海岸水制の効果に関する研究,海岸工学講演会講演集, pp. 195-202.
- 27) 嶋野貞三・本間 仁・堀川清司・酒匂敏次(1957):海岸水制の効果-移動床による実験-,海岸工学講演会講演集, pp. 111-122.
- 28) 砂村継夫(1980):自然海浜における汀線位置の時間変化に関する予測モデル,第27回海岸工学講演会論文集, pp. 255-259.
- 29) 園山俊二(1989):ペエスケ,朝日新聞,1989年9月26日号
- 30) 田中則男・新保 修(1973):移動床模型実験底質材料としての石炭粉の特性について,港湾技術研究所報告,第12巻,第1号, pp. 3-57.
- 31) 田中則男・佐藤昭二(1973):須磨海岸における養浜について,第20回海岸工学講演会論文集, pp. 489-494.
- 32) 田中則男・小笹博昭・小笠原昭(1973):海浜変形調査資料(第1報)-航空写真による汀線変化の解析(東日本編)-,港湾技研資料, No. 163, 95p.
- 33) 田中則男・小笹博昭(1974):海浜変形調査資料(第

- 2報)一航空写真による汀線変化の解析一, 港湾技研資料, No. 192, 106p.
- 34) 田中則男・沢本正樹(1974): 砂浜港湾周辺における海浜変形一空中写真による現状把握と海浜変形類型化の試み一, 港湾技研資料, No. 180, 121p.
- 35) 田中則男(1974): 砂浜周辺における海浜および海底の変化, 昭和49年度港湾技術研究所講演会講演集, pp. 1-46.
- 36) 田中則男・小笹博昭・蜂須賀和吉・三好英一(1977): 海浜変形調査資料(第3報)一航空写真による汀線変化の解析一, 港湾技研資料, No. 266, 159p.
- 37) 田中則男・小笠原 昭・小山内英雄(1977): 養浜工に関する研究(その1), 港湾技研資料, No. 260, 86p.
- 38) 田中則男・小山内英雄(1979): 養浜工に関する研究(その2), 港湾技研資料, No. 326, 50p.
- 39) 田中則男・小山内英雄・夷塚葉子(1980): わが国主要海浜の特性について, 港湾技研資料, No. 356, 67p.
- 40) 田中則男(1980): 漂砂および海浜特性からみたわが国海浜の地域区分, 港湾技術研究所報告, 第19巻, 第4号, pp. 55-99.
- 41) 田中則男・灘岡和夫(1982): 汀線変化予測モデルの開発と現地への適用, 港湾技研資料, No. 436, 40p.
- 42) 田中則男(1983a): 日本沿岸の漂砂特性と沿岸構造物築造に伴う地形変化に関する研究, 港湾技研資料, No. 453, 159p.
- 43) 田中則男(1983b): 砂浜の防災機能と安定機構, みなどの防災, 第78号, pp. 8-16.
- 44) 東京天文台編纂(1987): 理科年表, 丸善株式会社, p. 気 220(410).
- 45) 豊島 修(1968): 離岸堤工法について, 第15回海岸工学講演会講演集, pp. 169-174.
- 46) 豊島 修(1969): 離岸堤の高さについて, 第16回海岸工学講演会講演集, pp. 247-252.
- 47) 豊島 修(1970): 離岸堤の統計的考察, 第17回海岸工学講演会論文集, pp. 323-330.
- 48) 豊島 修(1971): 離岸堤工法の設計指針, 第18回海岸工学講演会論文集, pp. 155-159.
- 49) 豊島 修・坂本忠彦(1972): 離岸堤の沈下について, 第19回海岸工学講演会論文集, pp. 71-75.
- 49) 豊島 修・定道成美(1974): 皆生海岸におけるトンボロと海底地形, 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 167-172.
- 50) 豊島 修(1977): 離岸堤設置による海底変形, 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 185-189.
- 51) 永井壯七郎(1954): 海岸防砂堤について, 海岸工学研究発表会論文集, pp. 99-104.
- 52) 永井壯七郎(1955): 海岸防砂堤に関する研究, 海岸工学講演会講演集, pp. 107-116.
- 53) 永田 豊(1959): 電磁流速計の海浜への利用, 第6回海岸工学講演会講演集, pp. 45-48.
- 54) 灘岡和夫・田中則男・加藤一正(1981): 蛍光砂を用いた砕波帯内における局所的砂移動の観測, 港湾技術研究所報告, 第20巻, 第2号, pp. 75-126.
- 55) 日野幹雄・仲座栄三・興那覇健次(1988): 波群によって引き起こされる Bore 状サーフビートに関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 197-201.
- 56) 堀川清司・渡辺 晃(1966): 波による砂移動に関する一考察, 第13回海岸工学講演会講演集, pp. 126-134.
- 57) 堀川清司・砂村継夫・鬼頭平三(1973): 波による海浜変形に関する一考察, 第20回海岸工学講演会論文集, pp. 357-363.
- 58) 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右(1974): 波による二次元海浜変形に関する実験的研究, 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 193-199.
- 59) 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右・岡田 滋(1975): 波による二次元汀線変化に関する一考察, 第22回海岸工学講演会論文集, pp. 329-334.
- 60) 本間 仁(1936): 波による河口附近の砂移動に関する実験, 土木試験所報告, 第46号, pp. 1-20.
- 61) 本間 仁・堀川清司・鮮干 澈(1960): 砕波および海浜地形の変動について, 第7回海岸工学講演会講演集, pp. 91-99.
- 62) 渡辺 晃・丸山康樹・清水隆夫・榊山 勉(1984): 構造物設置に伴う三次元海浜変形の数値予測モデル, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 406-410.
- 63) Bowen, A. J. and D. L. Inman(1971): Edge waves and crescentic bars, J. G. R., Vol. 76, No. 36, pp. 8662-8671.
- 64) Bowen, A. J. and D. A. Huntley(1984): Waves, longwaves and nearshore morphology, Marine Geology, Vol. 60, pp. 1-13.
- 65) Horikawa, K., editor(1988): Nearshore dynamics and coastal processes, University of Tokyo Press, 522p.
- 66) Huntley, D. A. and A. J. Bowen(1973): Field observation of edge waves, Nature, Vol. 243, No. 5403, pp. 160-162.
- 67) Ijima, T., S. Sato and N. Tanaka(1962): A study of critical depth and mode of sand movement using radio-active glass sand, Proc. of 8th ICCE, pp. 304-323.
- 68) Iwagaki, Y. and H. Noda(1963): Laboratory study of scale effects in two-dimensional beach process, Proc. 8th ICCE, pp. 194-210.
- 69) Johnson, J. W. (1949): Scale effects in hydraulic model involving wave motion, Trans. A. G. U., Vol. 30, No. 4, pp. 517-525.
- 70) Kajiura, K. (1964): On the bottom friction in oscillatory current, Bull. Earthq. Res., Vol. 24, No. 1, pp. 147-173.
- 71) Kajiura, K. (1965): On the bottom friction stress in a turbulent oscillatory flow, Recent Studies on Tsunami Run-up, U. S. -Japan Cooperative Scientific Research, pp. 1-25.
- 72) Komar, P. D. (1976): Beach processes and sedimentation, Prentice-Hall, INC., 429p.
- 73) Komar, P. D. and D. L. Inman(1970): Longshore sand transport on beaches, J. G. R., Vol. 75, No. 30, pp. 5914-5927.
- 74) Lamb, H. (1932): Hydrodynamics, 6th ed., Art. 185, 186, 260, Dover, New York.
- 75) Madsen, O. S. and W. D. Grant(1976): Sediment transport in the coastal environment, M. I. T. Report No. 209, 105p.

- 76) Munk, W. H. (1949): Surf beats, Trans. A. G. U. , Vol. 30, No. 6, pp. 849-854.
- 77) Sato, S (1962) : Sand movement at Fukue Coast in Atsumi Bay, Japan and its observation by radioactive glass sand, Coastal Engineering in Japan, Vol. 5, JSCE, pp. 81-92.
- 78) Sato, S and N. Tanaka (1966): Field investigation on sand drift at port Kasima facing the Pacific Ocean, Proc. of 10th ICCE, pp. 595-614.
- 79) Sato, S., N. Tanaka and I. Irie (1968): A study on scouring at the foot of coastal structure, Proc. 11th ICCE, pp. 578-598.
- 80) Savage, R. P. (1962): Laboratory determination of littoral-transport rates, Proc. of ASCE, Vol. 88, WW2.
- 81) Suhayda, J. N. (1974): Standing waves on beaches, J. G. R. , Vol. 79, No. 21, pp. 3065-3071.
- 82) Tucker, M. J. (1950): Surf beats: Sea waves of 1 to 5 minute period, Proc. Roy. Soc., London, A. 202, pp. 565-573.
- 83) Whalin, R. W. and C. E. Chatham, Jr. (1979): V. Coastal Erosion, in Coastal Hydraulic Models, U. S. Army, Corps of Eng. , CERC, Special Report No. 5, pp. 284-313.
- 84) Yoshida, K. (1950): On the ocean wave spectrum, with special reference to the beat phenomena and the "1-3 minute waves", 日本海洋学会誌, 第6巻, 第2号, pp. 49-56.

2. 長周期波（エッジ波）の現地観測

2.1 はじめに

斜面上の長周期波には、基本的には沿岸方向に一様で二次元的な反射定常波と、沿岸方向にも変化する三次元的なエッジ波がある。

最初にエッジ波の理論的検討を行ったのは1846年のStokes(Lamb, 1932)であり、一様勾配上のモード0のエッジ波の理論解を与えた。その後、100年ほど過ぎた1951年になって、Eckartは長波理論により一様勾配上のエッジ波の理論解を任意のモードについて与えた(Bowen and Inman, 1969)。翌年、Ursell(1952)は、一様勾配上のエッジ波を、微小振幅波理論で示した。Ball(1967)は海底断面を指数関数で近似し、長波理論によってエッジ波の性質を調べた。そして、Guza and Bowen(1976)は、非線形効果を調べるために有限振幅エッジ波の理論解を導いた。これらの理論検討によって、エッジ波の種々の特性が明らかにされている。

エッジ波が実際に存在する波であることを確認するための現地観測は、EckartやUrsellの理論に約20年遅れて、1970年代にはいつてから始まった。エッジ波を観測する困難さは、それが単独で存在するものではなく、入射波、砕波、海浜流等の流体運動と共に共存し、実際に測定された水位変動や流速にはこれらすべての現象が含まれているところにある。それ故、エッジ波の特性を考慮にいれて、現地データからエッジ波の成分をいかに分離、抽出するかということが重要になる。

現地データからエッジ波を抽出する従来の方法は、砕波帯内の複数地点で測定した水面変動や流速をスペクトル解析、クロス・スペクトル解析した結果とエッジ波の理論に基づき、位相関係、コヒーレンス、沖方向へのエネルギー密度の減衰の特性を調べるものであった。しかし、このやり方では、エッジ波の特徴の一面しか見ておらず、水面が沿岸方向に正弦的に変動するというエッジ波のもっとも重要な特徴である三次元性を直接利用した方法は試みられていない。

本章では、まず、エッジ波の理論について概略を述べ、従来の観測例を示す。その後、エッジ波の振幅が最大になるところである前浜への波の遡上の沿岸方向変化に注目した観測方法について示す。つづいて、観測された遡上線の沿岸方向変化を経験的固有関数(Winant and Inmanら, 1975; 田中・加藤, 1976; 加藤・吉松, 1984)で解析し、重複モードのエッジ波の存在を確認する。さらには、同時に砕波帯内で測定した流速データを従来と同じ方法により解析し、重複モードのエッジ波の存在を

二重に検証する。

2.2 エッジ波の理論と従来の現地観測例

2.2.1 エッジ波の理論

エッジ波は周期が長いので浅海域では長波近似ができる。すなわち、

運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + g \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.2)$$

および、連続方程式

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (h \cdot u) = 0 \quad \dots\dots\dots (2.3)$$

である。ここに、 x 軸は汀線を原点に沖向きを正、 y 軸は沿岸方向にとつてあり、 u, v はそれらの方向の流速成分である。また、 ζ は静止水面からの水位変化量、 h は水深、 g は重力加速度である。理論の取扱を簡単にするために、汀線は直線状で海底地形は沿岸方向に一様(二次元的)で、 x だけの関数で次式のように近似できるものとする。

$$h = x \cdot \beta \quad \dots\dots\dots (2.4)$$

ここで、 β は海底勾配である。

水面形状が沿岸方向に周期的に変化する場合を考える。このときの沿岸方向の波数を k とすると、水面形状は

$$\zeta(x, y, t) = A(x) \cdot \cos(ky - \omega t) \quad \dots\dots\dots (2.5)$$

で表される。式(2.4)、(2.5)を式(2.1)~(2.3)に代入するとLaguerreの微分方程式

$$X \frac{d^2 Z}{dX^2} + (1-X) \frac{dZ}{dX} + \frac{1}{2} \left[\frac{\sigma^2}{g \cdot k \cdot \beta} - 1 \right] \cdot Z = 0 \quad \dots\dots\dots (2.6)$$

を得る。ここに、 $Z(2kx) = A(x) \cdot \exp(kx)$ である。式(2.6)の第3項の係数が整数の場合のみ $A(x)$ が無限遠で減衰する解を持つ(Eckartの解; Bowen and Inman, 1969)。すなわち、その条件は

$$\sigma_n^2 = gk_n(2n+1)\beta \quad \dots\dots\dots (2.7)$$

である(エッジ波の分散関係式)。ここで、 n (自然数)はエッジ波のモードであり、 σ_n, k_n はそれぞれモード n のエッジ波の周波数と沿岸方向波数である。そして、解はLaguerreの多項式 $L_n(X)$ を用いて次のようになる。

$$\zeta(x, y, t) = a_n L_n(2k_n x) \exp(-k_n x) \cdot \cos(k_n y - \sigma_n t) \quad \dots\dots\dots (2.8)$$

Laguerreの多項式 $L_n(X)$ のうち、低次のは次のとおりである(森口・宇田川ら, 1960)。

$$\left. \begin{aligned} L_0(X) &= 1 \\ L_1(X) &= 1 - X \\ L_2(X) &= 1 - 2X + X^2/2 \\ L_3(X) &= 1 - 3X + (3/2)X^2 - X^3/6 \end{aligned} \right\} \dots\dots(2.9)$$

式(2.9)で表わされるエッジ波の岸沖方向波形は n の値によってそれぞれ異なる。 $L_n(X)$ は X の n 次関数となっており、 $L_n(X)=0$ となる場所(表面波形が平均水面を横切る点)が n ヶ所存在する。つまり、モード 0 のエッジ波では 0 ヶ所、モード 1 では 1 ヶ所、モード 2 では 2 ヶ所、 \dots 存在する。また、式(2.8)に指数関数が含まれており、エッジ波は沖方向に指数関数的に減衰する。図-2.1は、モード 1, 2 のエッジ波の波形を立体的に表示したものであり、この図によってエッジ波の三次元的な波形が把握できる。

海底勾配が一様勾配でない海底断面上の理論解としては、Ball(1967)とShaw and Paskausky(1986)のものがある。Ball は海底断面が指数関数

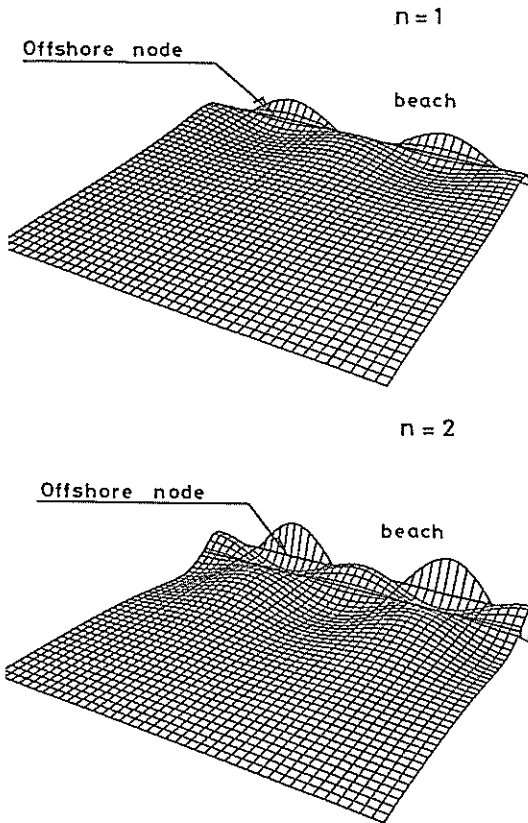


図-2.1 エッジ波の波形の立体図(佐々木, 1974)

$$h = h_0(1 - \exp(-ax)) \dots\dots\dots(2.10)$$

によって表現できるときのエッジ波の解を次のように求めた。

すなわち、式(2.10), (2.5)を式(2.1)~(2.3)に代入し、変数変換をして整理すると、最終的に Gauss の微分方程式(森口・宇田川ら, 1960)

$$S(1-S) \cdot \frac{d^2 F}{dS^2} + \{1+2p-2(p+1)S\} \cdot \frac{dF}{dS} - (p+p^2-m^2)F=0 \dots\dots(2.11)$$

を得る(Katoh, 1981)。ここで、

$$S = \exp(-ax) \dots\dots\dots(2.12)$$

$$p^2 = m^2 - \sigma_n^2 / gh_0 a^2 \dots\dots\dots(2.13)$$

$$m = k_n / a \dots\dots\dots(2.14)$$

である。式(2.12)の解は、

$$m^2 = (p+n) \cdot (p+n+1) \dots\dots\dots(2.15)$$

の条件で、超幾何関数 F で与えられ、エッジ波の波形は

$$A(x) = a_n \cdot \exp(-pax) \cdot F(-n, n+2p+1; 2p+1; \exp(-ax)) \dots\dots\dots(2.16)$$

となる。ここで、 a_n は汀線における振幅であり、超幾何関数 F は次式で与えられる。

$$F = F(\alpha, \beta; \gamma; S) = 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\alpha(\alpha+1) \cdot \dots \cdot (\alpha+k-1) \beta(\beta+1) \cdot \dots \cdot (\beta+k-1)}{k! \gamma(\gamma+1) \cdot \dots \cdot (\gamma+k-1)} S^k \dots\dots\dots(2.17)$$

そして、 $p=0$ のときの低次の n に対する超幾何関数はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} n=1 &= F=1-2S \\ n=2 &= F=1-6S+6S^2 \\ n=3 &= F=1-12S+30S^2-20S^3 \\ n=4 &= F=1-20S+90S^2-140S^3+70S^4 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.18)$$

となる。

式(2.13)~(2.15)は、 p と m を媒介変数とするエッジ波の分散関係式であり、 $a=0.013\text{m}^{-1}$, $h_0=5.0\text{m}$ について、図-2.2に図示する。

指数関数海底断面上のエッジ波の波形(式(2.16))は、一様勾配上のエッジ波の解と同じ特徴を有する。しかし、Ballの理論からはさらに興味ある結果が得られる。それは、ある状況ではエッジ波のエネルギーが、沿岸部にトラップされず沖方向に発散してしまい、その結果エッジ波が存在し得なくなることが予測できることである。沖方向にエネルギーが発散してしまう状況は、式(2.16)において指数関数内の p が負の値になるときに相当し、

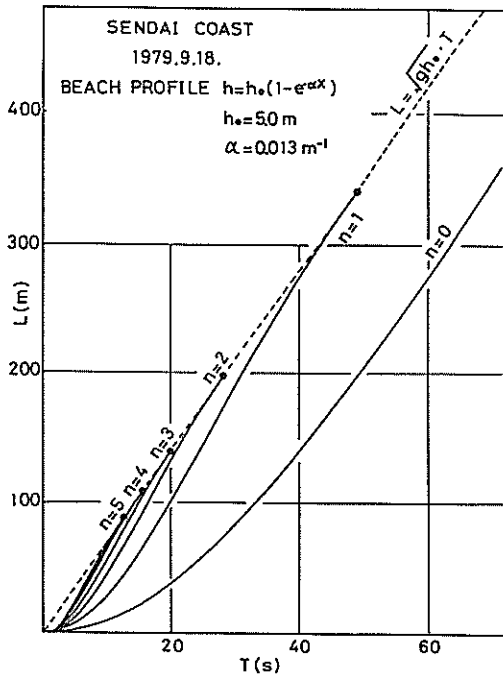


図-2.2 エッジ波 (Ball の理論) の分散関係

p が正のときには沿岸部にエネルギーがトラップされてエッジ波が存在し得る。したがって、限界状態は $p=0$ であり、式(2.13)~(2.16)より

$$k_n = \alpha \cdot (n(n+1))^{1/2} \quad (\text{限界波数}) \quad \dots(2.19)$$

$$\sigma_n = \alpha \cdot (n(n+1)gh_0)^{1/2} \quad (\text{限界周波数}) \quad \dots(2.20)$$

となる。Ursell(1952)によると、限界周波数のエッジ波は共振して波高が大きくなる可能性があり、その結果、碎波帯内の波動運動のスペクトルには、各モードの限界周波数に対応したところにエネルギーピークが現れる。

限界状態は図-2.2中に黒丸で示しており、水平床上の長波の分散関係式と同じである。なお、式(2.19)、(2.20)は $n \geq 1$ について成立するものであるが、 $n=0$ の限界条件は、基礎方程式の中にコリオリ力を考慮すると導ける (Ball, 1967)。

式(2.5)に $\cos(k_n y - \sigma_n t)$ の項が含まれていることから分かるように、ここに示したものは沿岸方向 (y 軸正方向) に進行するエッジ波である。反対方向に進行するエッジ波 (例えば、岬とか防波堤で反射したエッジ波) がこれに重ねれば、

$$\zeta(x, y, t) = A(x) \cdot \sin(k_n y) \cdot \sin(\sigma_n t) \quad \dots(2.21)$$

となり、沿岸方向に standing モードの重複エッジ波となる。

進行エッジ波と重複エッジ波の流速は、式(2.5)、(2.21)を式(2.1)、(2.2)に代入することによって、それぞれ次のようになる。

[進行エッジ波]

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{g}{\sigma_n} \cdot \frac{dA(x)}{dx} \cdot \sin(k_n y - \sigma_n t) \\ v &= \frac{gk_n}{\sigma_n} \cdot A(x) \cdot \cos(k_n y - \sigma_n t) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(2.22)$$

[重複エッジ波]

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{g}{\sigma_n} \cdot \frac{dA(x)}{dx} \cdot \sin k_n y \cdot \cos \sigma_n t \\ v &= \frac{gk_n}{\sigma_n} \cdot A(x) \cdot \cos k_n y \cdot \cos \sigma_n t \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(2.23)$$

すなわち、 u と v の位相関係は、進行エッジ波の場合 $\pi/2$ か $3\pi/2$ であり、重複エッジ波の場合 0 か π である。

重複エッジ波の流速場について、さらに詳しく説明する。図-2.3は式(2.23)に基づいて $n=2$ のときの、最大流速ベクトルを示したものである。岸沖方向流速成分 (u) は三次元的な腹のところで、岸沖方向節線上で 0 となる。一方、沿岸方向流速成分 (v) は、腹のところと沿岸方向節線上で 0 となる。したがって、これら以外のところでは、 u, v ともに 0 でなく、両者の位相関係は 0 か π となる。図-2.4は、 $n=2$ のエッジ波の u と v の位相関係の空間分布を示したものであり、図中 \oplus は位相差が 0 、

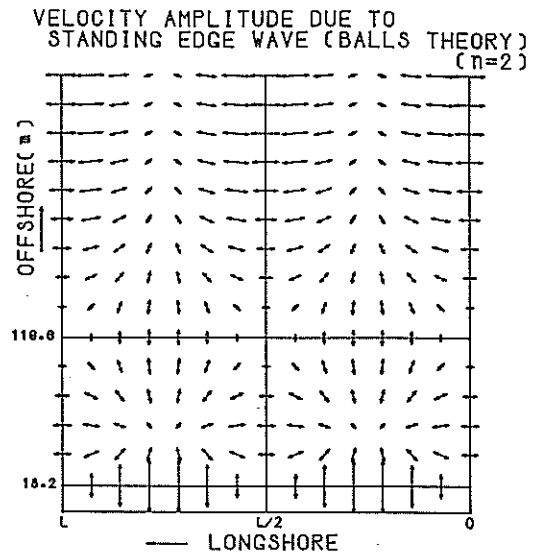


図-2.3 モード2の重複エッジ波の流速場 (Ball の理論)

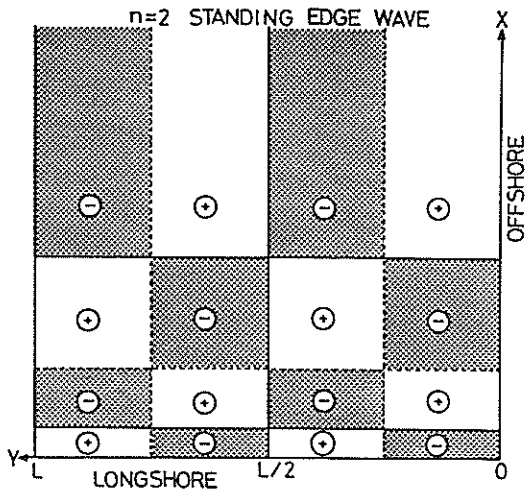


図-2.4 モード2の重複エッジ波の水平流速二成分の位相関係

⊕は位相差が π である。位相関係の空間分布は歪んだ市松模様になっている。

ここに示した以外の種々のエッジ波の解については水口(1979)が取りまとめている。任意断面形上のエッジ波については、連立微分方程式をRunge-Kutta法によって数値的に求めなければならない(Holman and Bowen, 1979)。

なお、式(2.10)、(2.16)にみられるように、波形式に指数関数が含まれているので、エッジ波は沖に向かって波高が急激に小さくなり、浅海域にのみ存在し得るためtrappedモードと称される。この状態は海洋の縁に波が存在することであり、このためにエッジ波と呼ばれているのである。

2.2.2 長周期波(エッジ波)の現地観測例

通常、エッジ波はそれだけが単独で存在するのではなく、入射波(周期6~12秒)と共存している。しかし、

入射波はその波高オーダーの水深までやってくると砕波し、その後波高は汀線に向かって減衰し、汀線ではゼロになる。これに対し、長周期のエッジ波は、図-2.1に示されるように汀線位置で波高が最大であり沖方向に向かって減衰する。したがって、汀線近くや砕波帯内では長周期波成分が相対的に大きくなっており、観測し易いが、砕波帯の外側の水深の大きいところでは入射波の成分が卓越しているので長周期波を観測し難い。このようなことから、長周期波の観測は砕波帯内の流体運動を測定することがまず必要になる。

砕波帯内の流体運動を連続的に測定するには、その水面変動を測定する方法と流速を測定する方法がある。水面変動は、容量式波高計(佐藤・中村ら, 1980)、空中発射型超音波式波高計(土屋・河田ら, 1982)を用いる方法や、砕波帯内にポールを立てておき一定時間間隔で8mmあるいは16mmメモモーションカメラでそれを撮影して水面変動を測定する方法(堀田・水口, 1986)等がある。一方、流速測定のために砕波帯内で使用可能な流速計は現在のところ電磁流速計だけである。水面変動を測定する方法は、計器の長期安定性、設置の特殊性、データ解析上の問題が残されており、それが利用されることは電磁流速計に比べて少ない。

いずれかの測定装置を砕波帯内に設置して、実際に流体運動を測定してみると長周期の変動は簡単に測定することが出来る。例えば、図-2.5は、茨城県の鹿島灘に面する須田浜において砕波帯内(水深80~90cm)の流速水平二成分を測定した結果である(Katoh and Tanakaら, 1985)。上段X成分は、沿岸方向成分であり、下段Y成分は岸沖方向成分(岸向き正)である。岸沖成分には、周期80~100sで振幅1.2m/sの長周期成分がはっきりと認められ、周期の短い入射波成分の振幅に比べて遙かに大きい。この記録を含む約13分間のデータについてスペクトル解析した結果を図-2.6に示してある。スペクトル密度は、0.01Hz(100s)にエネルギーのピークがあり、長周期成分が存在していることが分かる。しかし、問題

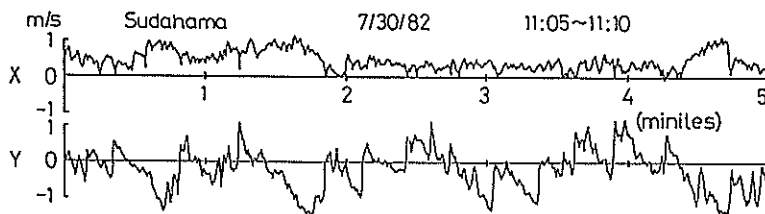


図-2.5 長周期波の認められる流速記録の一例(須田浜, 1982年7月30日)

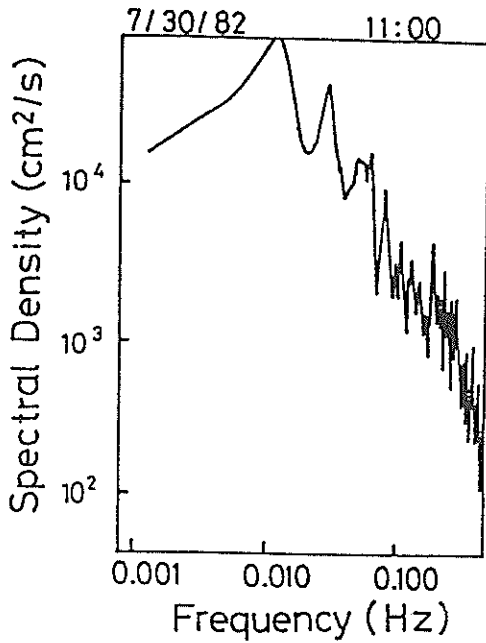


図-2.6 長周期波成分の含まれるスペクトル図(須田浜, 1982年7月30日)

はこのようにして測定された長周期変動が、エッジ波であるかどうかの確認をいかにするかということである。

確認の方法は、基本的には前節で概略を述べた理論に基づいて、長周期成分を調べることである。すなわち、一点で測定した流速二成分間のクロス・スペクトル解析を行い、エネルギー密度、コヒーレンスが高い周波数の位相を確認することである。しかし、実際には、位相関係だけを調べてもほとんど確認できない。例えば、重複エッジ波の場合、観測点がエッジ波の腹や節線近傍では u あるいは v が非常に小さくなるので、クロススペクトル解析で両者のエネルギー密度が高くかつコヒーレンスも高い周波数を見つけることが困難になるためである。

そこで通常は、砕波帯内の広い範囲に多数の流速計、波高計を配置し、場合によっては長周期波の波高が最大になる汀線での遡上特性を同時に測定し、各測定点間のクロススペクトル解析を試みて位相関係を調べたり、あるいは沖方向へ振幅が指数関数的に減衰する特性や、分散関係(エッジ波の場合)を理論と比較したりしなければならない。結局、如何なる計器の配置で、如何なる解析を実施するかが、エッジ波の観測で重要なポイントとなる。

現地でエッジ波を最初に観測したのは、Huntley and

Bowen(1973)である。1972年8月に、Slapton Beachの砕波帯内の海底面上0.3mの位置に一台の電磁流速計を設置し、流速の岸沖方向成分(u)と沿岸方向成分(v)を測定した。電磁流速計が一台しかなかったので、潮位変化によって汀線位置が変化(相対的に汀線から電磁流速計までの距離が変化)することを利用し、4回測定を繰り返した。4回測定した u, v のスペクトル解析の結果、何れの場合にも入射波の倍周期に相当する0.1Hzのところに鋭いエネルギーピークが存在し、しかもそれは汀線から遠ざかるほど、Ballの理論で予測されるモード0のエッジ波と同じように減衰していた。さらに、クロススペクトル解析の結果、 u, v の位相差が0であったことから、重複エッジ波であると結論づけた。

Huntley(1976)は1973年5月に、海浜延長5.57kmのHell's Mouth Bayで3台の電磁流速計を海岸に直角方向に並べて設置し、流速の u, v 成分を測定した。対象海岸の海底には2段の沿岸砂州が存在したが、海底断面は概ねBallの指数関数で近似できるものであった。各々の流速成分に対し、スペクトル解析を実施したところ、いずれの成分も入射波の周波数よりも低周波数側に4つのエネルギーピークが存在し、それらはBallの理論のモード1~4の限界周波数となっており、かつ、流速成分の沖方向への減衰はBallの理論と一致していることが明らかになった。各流速計の u, v 間のクロススペクトル解析の結果によると、 u と v の位相差は $\pi/2$ となっていたことから進行モードのエッジ波と判断した。また、4つのピーク周波数に対応する沿岸方向成分の大きさは、それぞれ同じ程度であったことから、これらのモードのエッジ波の振幅は、モードに関係なく一定であると推察した。

Sasaki and Horikawa(1978)は、1976年8月に茨城県の阿字ヶ浦海岸で沿岸方向200m、岸沖方向140mの範囲の砕波帯内の8地点にスタッフを立て、16mmメモーションカメラで波形を測定した。これらの波形データに対して、クロススペクトル解析をした結果、数カ所の周波数に於てエネルギーピークが存在することが分かった。これらの周波数におけるコヒーレンスは高く、位相差は0か π であったこと、およびBallの限界周波数の関係を満たすことから、モード1~6の重複エッジ波が存在するとした。

Holman and Huntleyら(1978)は、1976年8月にカナダのMaritiquie Beachで3台の電磁流速計を用いて砕波帯内の流速を測定した。対象海岸は、両端が岬とリーフで区切られた延長2kmの海浜で、海底断面は約1/50の一樣勾配である。3台の電磁流速計を汀線に直角方向の測線に沿ってそれぞれ海底面上0.5mの位置に設置し

た。観測期間中のハリケーンの通過に伴って、入射波の状況は静穏からうねりへ、そして風波へと著しく変化したが、流速の岸沖成分 (u) には、常に周波数 0.01Hz の際だったエネルギーピークが存在した。3地点の u についてのクロススペクトル解析では 0.01Hz においてコヒーレンスが高く、位相差がほぼ 0 であった。しかし、沿岸方向流速成分 (v) のスペクトルには 0.01Hz にエネルギーピークが認められなかった。これは設置地点がエッジ波の理論で計算される沿岸方向の腹の位置に相当していたためである。このようなことから、観測された 0.01Hz のエネルギーはモード 1 の進行エッジ波であるとした。この場合 0.01Hz は限界周波数になっておらず、むしろ沿岸方向の境界 (岬とリーフ) によって周波数が選択されたものと判断された。というのは、海底勾配が $1/20$ になった別の機会に測定したところやはり 0.01Hz の周波数のエッジ波が認められたからである。

Huntley and Bowen (1978) は、1976年9月にカナダの Queensland Beach の砕波帯内の一地点で3台の電磁流速計を用い、流速の三成分 (岸沖, 沿岸, 鉛直成分) を測定した。観測地点周辺の海底勾配は約 $1/13$ である。流速成分間のクロス・スペクトル解析によると、それぞれ入射波の倍周期に相当する周波数のところにエネルギーピークが存在し、そのときの位相差も 0 か π であったため、倍調和の重複エッジ波であるとした。潮位変化によって汀線位置が変化することを利用して、この成分の沖方向への減衰状況を調べたところ、モード 0 のエッジ波のそれと一致する結果を得た。

Huntley and Guza ら (1981) は、1978年11月に Torrey Pines Beach で電磁流速計19台を沿岸方向 520m , 沖方向 500m の間に配置して観測した。汀線から 53.5m のところに汀線に平行に設置された9台の電磁流速計 (沿岸方向 500m の範囲) のデータ全ての組合せに対して、クロス・スペクトルを計算し、各々の周波数幅内のコスベクトルを沿岸方向の位相差に対してプロットした。そして、沿岸方向波長を決めるために、最尤スペクトルを計算した。エネルギーの大部分は Ursell のエッジ波 (水口, 1979) の分散関係式に沿って分布しており、このことから、低モードの進行エッジ波が存在するとした。

以上に引用した従来の観測では、砕波帯内の複数点で流速成分を測定するか、水面変動を測定するかの方法を用いている。また、Huntley and Guza ら (1981) を除いて、電磁流速計による観測方法は汀線に直角方向に並べて設置している。そして、得られたデータからエッジ波を検出するために、2組のデータ間のクロス・スペクトル解析によって、まずエネルギーピーク周波数を確認

し、コヒーレンス、位相差を調べ、さらにはエネルギーピーク密度が沖側の測点ほど小さくなっているかどうかを調べ、エッジ波の理論と比較している。確かに、エッジ波には岸沖方向成分 (u) と沿岸方向成分 (v) に特定の位相関係があり、波高、流速振幅は沖方向に指数関数的に減衰するという特徴があるので、この様な方法によってエッジ波は観測できる。

2.3 現地観測の方法

2.3.1 現地観測実施海岸 (仙台北岸)

エッジ波の現地調査は、太平洋に面する宮城県仙台北岸 (図-2.7) において、1979年9月18日に実施した。対象海岸は、太平洋に面する緩やかに湾曲した延長約 50km の砂浜海岸の北端に位置し、仙台港の南防波堤に隣接する海浜延長 350m の範囲である (図-2.8参照)。

仙台港の南防波堤の建設は、1968年春に始まり、長さ約 400m の捨石タイプの防波堤は1970年春までに完成した。防波堤形式が混成堤に変更になり、さらに延伸されるにつれて、防波堤からの反射波が防波堤基部の海浜に集中し、局所的に深刻な侵食が生じた (Tanaka, 1977) ため、それを防止する目的で防波堤の屈曲部から汀線に平行に長さ 80m の翼堤がコンクリートブロックを用いて、1977年2月~1979年2月の間に建設された。この翼堤は、防波堤に直角、汀線に平行となっている。翼堤の建設期間中に、1978年6月12日の宮城県沖地震で発生したコン

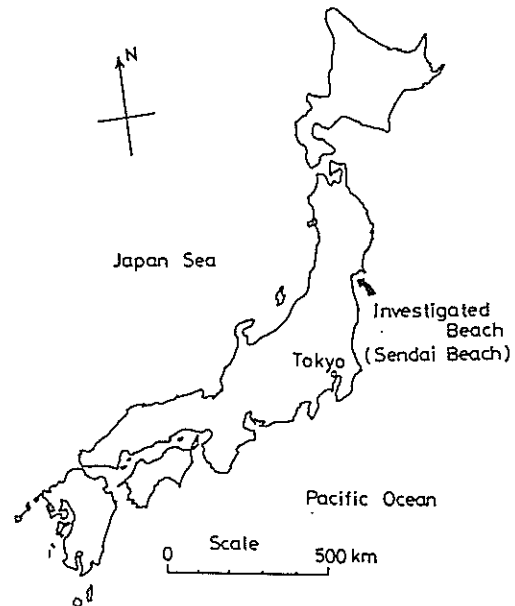


図-2.7 エッジ波の観測海岸

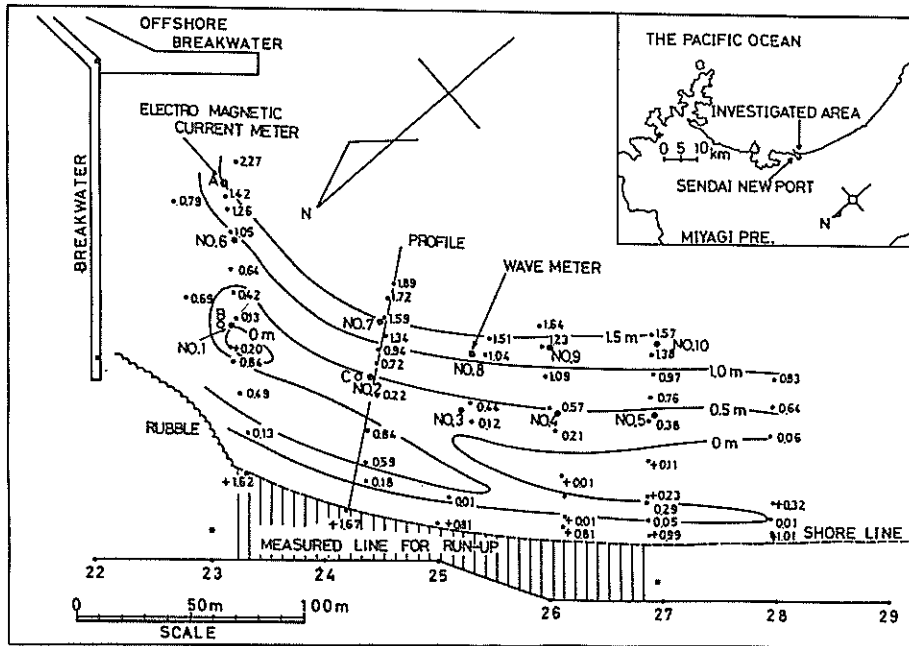


図-2.8 仙海岸岸

クリートブロックや捨石等の廃棄物が、海浜侵食防止と廃棄物処理の目的で防波堤基部に捨てられた。現地観測時は、この捨石部には砂浜がなく、それ以南に砂浜が続いていた。

観測海岸の海底地形は、砕波帯内でダイバーが保持するスタッフを、陸上からレベル測量することによって測定し、測定位置は陸上に設置した2台のトランシットで測角して決めた。図-2.8は、観測海域の海底地形をD.L.基準の等深線で示したものである。約50m沖合いの海底には、南から防波堤方向に伸びる沿岸砂州が形成されている。測量データが十分示されていないが、空中写真によると、この砂州は防波堤に沿って沖方向に伸びているようである。沿岸砂州頂部の水深は、南から防波堤に向かって徐々に深くなり、捨石がある前面では、やや浅くなっている。沿岸砂州の岸側に存在するトラフは、0m, 0.5mの等深線に注目すると、基準点No. 28前面から防波堤に向かうにつれて徐々に深く、幅広くなる。

なお、図-2.8にはエッジ波を観測した時間帯の平均汀線位置（後述）を破線で記入してある。また、観測時の潮位は、仙台港港内の検潮記録によると、D.L. +1.52mである。

図-2.9は図-2.8中に実線で示した測線に沿った海底

断面地形である。沖合い50mの所に沿岸砂州がある海底断面を指数関数で近似すると、図中に点線で示した

$$h=5.0 \cdot [1-\exp(-0.013 \cdot x)] \text{ (meter)} \dots (2.24)$$

となる。

2.3.2 エッジ波の観測方法

従来の観測では、電磁流速計を使用して砕波帯内の流速の u, v 成分を測定する例がほとんどであり、あたかもそれ以外の方法ではエッジ波を観測できないような印象を与える。しかし、前節で述べたエッジ波の特性に注目すると、別の観測方法が考えられる。エッジ波のもっとも大きな特徴は、振幅が汀線位置で最大となりしかもそれが沿岸方向に周期的に変動することである。汀線位置でのこの最大の特徴は、実験室内のエッジ波で測定された例 (Guza and Inman, 1975) はあったが、現地観測例はなかった。そこで、汀線付近の流体運動の典型である前浜への波の遡上特性の沿岸方向分布を空中写真で測定することによってエッジ波を測定することを試みた。

空中写真撮影のために、容量約45m³でヘリウムガスを充填した気球を用いた。気球の浮揚は、2本のφ6mmクレモナロープを用い、一本のロープを陸上に係留し、もう一本を砕波帯外の船に係留して行った。陸上側では、

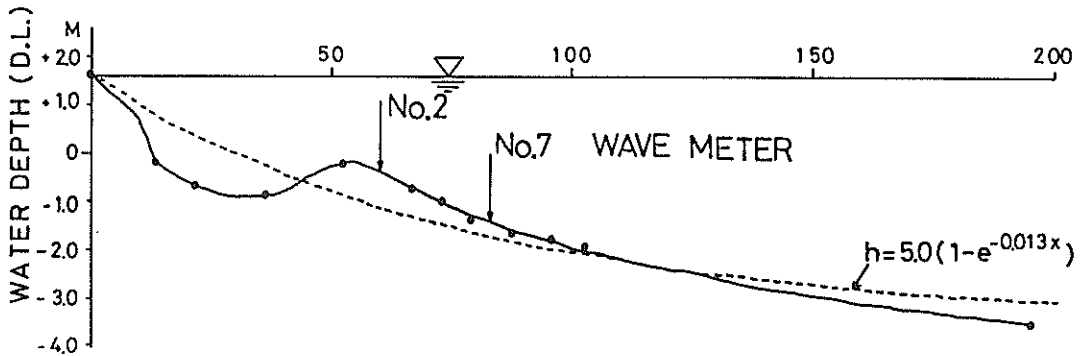


図-2.9 観測海岸中央付近の海底断面

電動ウインチを使用して気球の高度を約500mに調整し、海上側では船を移動させて気球の沿岸方向位置を調整した。気球から一本のロープにより、60mmハッセルブラッドモータドライブカメラ KM-70(ビスタゴン F5-60レンズ付)を搭載したゴンドラを懸垂し、陸上から無線で撮影の制御を行った。このシステムでは、最大70コマの写真撮影が可能である。撮影のモニターは、カメラと一緒に搭載されているトランシーバーにより、カメラのシャッター音とモータドライブの巻き上げ音を無線で伝送し、それを陸上側のトランシーバーで受信して行った。同時に、データレコーダーのボイス専用チャンネルに録音し、後で再生して、正確な撮影時間間隔を調べた。撮影間隔は最初の19コマが約30秒間隔であり、残りの50コマが約60秒間隔である。

フィルムを現像した後に、地上に設置した対空標識を基準にして、カメラの光軸がスクリーンに垂直になるように投影すると、波の遡上線位置はswashによる白い色と前浜砂の黒っぽい色の境界として明確に識別でき、波の遡上位置は沿岸方向に変化していることが確認できた(写真-2.1参照)。前浜の写っている66葉の空中写真から波の遡上線を読み取るために、防波堤基部の捨石のある領域を外して、沿岸方向5m間隔で基準線 No. 22-25あるいは No. 26-29と直交する37本の測線を設定した(図-2.8参照)。スクリーン上に投影した空中写真から、各測線上の波の遡上線の位置を基準線からの水平距離として現地スケール0.5mの精度で読み取った。最後に、各測線上の波の遡上位置の時間平均位置を計算し(エッジ波観測時の汀線位置と見なし、図-2.8中に破線で示してある)、それからの水平変位として波の遡上位置を定義した。

なお、空中写真撮影時には、海浜流のパターンも把握するためにフロートを投入した。このフロートも写真中

に写し込まれている。

空中写真によるエッジ波の観測と同時に、従来の観測方法も併用した。すなわち、8台のスタッフを汀線に平行2列に設置し(図-2.8)、それらを陸上から4台の16mmメモーションカメラで1秒間隔で撮影することによって砕波帯内の波形を測定した。水平2成分の流速は、3台の電磁流速計を3地点(図-2.8中のA, B, C地点)の海底面から0.20~0.25mのところを設置して測定した。電磁流速計の流速信号は、アナログデータレコーダに記録し、後で0.1s間隔でAD変換した。このデータをもとに、10データを平均して1s間隔のデジタルデータを解析に用いた。

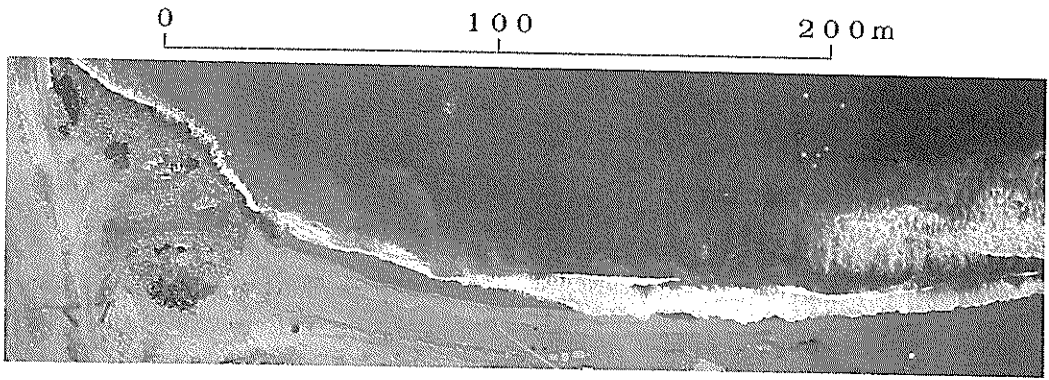
エッジ波の観測は、1979年9月18日の14時24分~15時22分の約1時間に実施した。観測時の沖波(水深D.L. -20m地点)は、有義波高0.65m、周期6.7sであった。沖波観測地点で、超音波式流速計で測定した流速の水平2成分をもとに、沖波の主方向(Nagata, 1964)を計算した結果を図-2.10に白抜きの矢印で示してある。図-2.10は、空中写真から読み取った波峰線の位置を重ねて描いたものである。波峰線は汀線にほぼ平行となっていて、調査対象地域では波は汀線に直角に入射していることが分かる。

なお、エッジ波の観測は、潮位変化のほとんどない満潮時(潮位D.L. +1.52m)をはさむ約1時間にわたって実施したので、水位変化によるエッジ波の特性の変化(Holman and Bowen, 1979)はないものと考えられる。

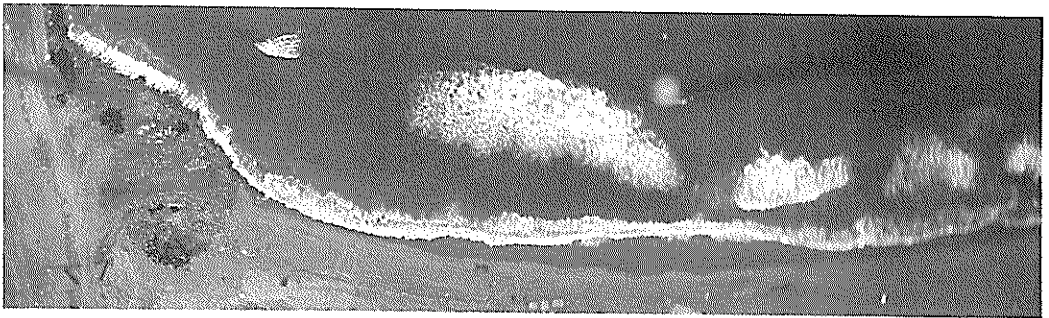
2.4 経験的固有関数によるエッジ波の解析

2.4.1 経験的固有関数

図-2.11は沖波とNo. 1, No. 2地点で観測された波のスペクトルである。いずれのスペクトルにも0.13Hz(周期7.7s)のところにピークが認められる。それ以外に、0.05



(a) 1979年9月18日14時24分22秒



(b) 1979年9月18日15時13分14秒

写真-2.1 波の遡上を撮影した空中写真の一例

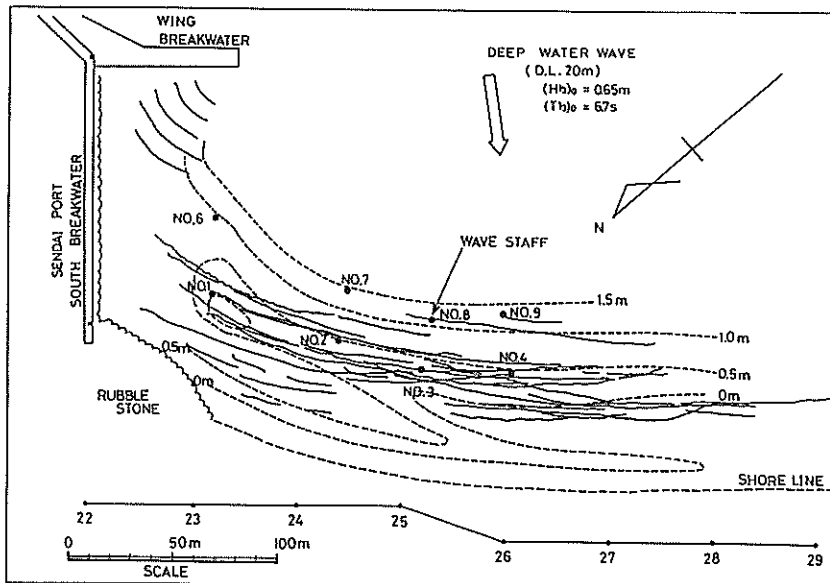


図-2.10 観測期間中の波峰線の重ね合わせおよび沖波諸元 (1979年9月18日)

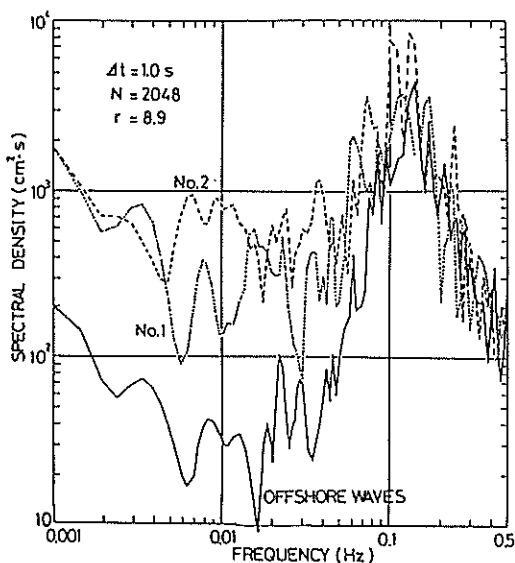


図-2.11 沖波と No.1, No.2地点の波のスペクトル

Hzより低周波数側において、No. 1, No. 2地点のスペクトルのエネルギー密度が沖側のものより約10倍大きいことが認められる。すなわち、砕波帯内には長周期の波が存在していることが推察できる。撮影した空中写真(写真-2.1)を見ると、波の遡上線が沿岸方向に変化していることが分かる。図-2.8に示した汀線(波の遡上線の時間平均位置)が沿岸方向に滑らかであることから、前浜には不規則な地形もリズムミクな地形も存在せず、二次元的であることが分かる。実際に、私が目視観察した結果でも、沿岸方向に二次元的な前浜形状となっていた。したがって、波の遡上線の沿岸方向変化は、前浜地形によるものではないと判断できる。もし、波の遡上線の沿岸方向の変化がエッジ波によるものとすれば、波の遡上線の沿岸方向変化を解析することによって、エッジ波を検出することができるはずである。

長周期の波がエッジ波だとすれば、観測地域は仙台新港の南防波堤に隣接するところであるので、重複モードになっている。そうすると、式(2.21)より、汀線位置のエッジ波の沿岸方向波形は

$$\xi(0, y, t) = a_n \cdot \sin k_n y \cdot \sin \sigma_n t \quad \dots\dots\dots (2.25)$$

となる。ここで、 n はエッジ波のモードを、 a_n は重複エッジ波の汀線における振幅である。さらに、対象海域にモードの異なる(周期の異なる)エッジ波が同時に共存するならば、これらのエッジ波が重なる結果、波の遡上線

の位置は、沿岸方向にランダムに変動する。この場合の遡上線の汀線(時間平均遡上位置)からの水平変位 $R(y, t)$ は

$$R(y, t) = \sum_n \frac{a_n}{\tan \beta} \sin(k_n y + \epsilon_n') \cdot \sin(\sigma_n t + \epsilon_n'') \quad \dots\dots\dots (2.26)$$

となる。ここで、 $\tan \beta$ は前浜勾配、 ϵ_n' と ϵ_n'' は、それぞれのモードの沿岸方向の位置と時間の位相差である。

式(2.26)は、測定値である $R(y, t)$ を三角関数の重ね合わせで表現するという意味においてフーリエ級数展開と同じである。したがって、エッジ波が存在しているならば、遡上線の沿岸方向変位 $R(y, t)$ を式(2.26)のように分解できる。しかし、重複モードのエッジ波が存在するかどうかは前もって分からないし、またエッジ波以外の現象が波の遡上線の沿岸方向変化に含まれているかも知れないので、 $R(y, t)$ が三角関数で展開できるかどうかは分からない。そこで、含まれる現象は互いに無関係で、独立なものであると仮定し、三角関数の代わりに未知の直交関数 $E_n(y)$ を用いて $R(y, t)$ の一般的な表現を次のように行う。

$$R(y, t) = \sum_n C_{n,t} \cdot E_n(y) \quad \dots\dots\dots (2.27)$$

ここで、

$$C_{n,t} = \frac{a_n}{\tan \beta} \sin(\sigma_n t + \epsilon_n'') \quad \dots\dots\dots (2.28)$$

である。

さて、波の遡上位置を読み取った測線を沿岸方向に1から $n_y (=37)$ まで順番に番号を付け、空中写真も撮影順に1から $n_t (=66)$ まで番号を付ける。そして、 y 番目の測線上の t 番目の波の遡上位置を $R(y, t)$ とする。 $R(y, t)$ は、波の遡上の平均位置からの水平変位として定義してあるので

$$\overline{R(y)} = \sum_{n=1}^{n_t} R(y, t) = 0 \quad \dots\dots\dots (2.29)$$

が成り立つ。

時間 t の波の遡上線の沿岸方向変化は、

$$R_t = (R(1, t), R(2, t), \dots, R(n_y, t))^T \quad \dots\dots\dots (2.30)$$

によってベクトルで表現できる。ここに、 T は転置行列である。同様に、未知の直交関数 $E_n(y)$ を直交ベクトル e_n で置き換えると、式(2.27)は、

$$R_t = \sum_{n=1}^{n_y} C_{n,t} \cdot e_n \quad \dots\dots\dots (2.31)$$

となる。このモデル構造は、主成分分析によって以下のように確定することができる。

まず最初に、測定値 (R_t) から

$$a_{i,j} = \frac{1}{n_y \cdot n_t} \sum_{t=1}^{n_t} R(i,t) \cdot R(j,t) \quad \dots\dots\dots (2.32)$$

を要素とする対称行列 A を計算する。行列 A には

$$A \cdot e_n = \lambda_n \cdot e_n, \quad (n=1 \sim n_y) \quad \dots\dots\dots (2.33)$$

を満たす固有値 λ_n と固有ベクトル e_n が存在し、それらは数値計算によって求めることができる。行列 A は実対称行列であるので、

$$\left. \begin{array}{l} \lambda_n \geq 0 \\ e_p^t \cdot e_q = \delta_{p,q} \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.34)$$

が成立する。ここで、 $\delta_{p,q}$ はクロネッカーのデルタである。直交関数 e_n が測定値 R_t をもとに経験的に求まるので、 e_n を経験的固有関数と称している (加藤・吉松, 1984; Winant and Inman ら, 1975)。

式(2.31)に左から e_n^T を乗じると、

$$\begin{aligned} e_n^T \cdot R_t &= \sum_{m=1}^{n_y} C_{m,t} \cdot e_n^T \cdot e_m \\ &= \sum_{m=1}^{n_y} C_{m,t} \cdot \delta_{n,m} = C_{n,t} \quad \dots\dots\dots (2.35) \end{aligned}$$

となるので、この関係式から $C_{n,t}$ が計算できる。すなわち、測定値である R_t だけから、 e_n と $C_{n,t}$ が計算でき式(2.31)のモデル構造が決定できる。

なお、経験的固有関数解析では、 λ_n の大きさの指標として、寄与率が

$$\gamma_n = \lambda_n / \sum_{n=1}^{n_y} \lambda_n \quad \dots\dots\dots (2.36)$$

で定義されている。

2.4.2 経験的固有関数による波の遡上線の解析

仙台湾岸で撮影した空中写真から読み取った波の遡上線の沿岸方向分布の時系列データ R_t を用いて、経験的固有関数による解析を行った。波の遡上位置を測定するために設定した測線数は37本 ($=n_y$)、使用した空中写真は66枚 ($=n_t$) であり、したがって全データ数は2442 ($=n_y \cdot n_t$) である。式(2.33)より明らかなように、37組の e_n と $C_{n,t}$ が求まる。そのうち、寄与率1%以上の経験的固有関数 ($e_1 \sim e_n$, 累積寄与率95.25%) を図-2.12, 表-2.1に示す。図示された経験的固有関数の特徴は次の2点である。

- (1) e_1 と e_2 を除く経験的固有関数は、沿岸方向に正弦的に変化する。沿岸方向の波長が長い e_1 と e_2 も正弦曲線の一部と見なすことができる。
- (2) 図-2.12中に破線で示したように、何れの経験的固有関数も南防波堤まで外挿すると、防波堤の位置で位相が腹になっている。

この2点の特徴より、仙台湾岸の波の遡上線の沿岸方向変化は、南防波堤のところで腹となる複数の重複波が重なった結果であるといえる。この重複波がエッジ波であるかどうかはこれだけでは確定できない。

複数の重複波の沿岸方向波長は図-2.12から求まる。ただし、 e_1, e_2, e_3 は、波長が長いので、1/4, 1/2波長を読み取り、また e_6, e_7 については数カ所で波長を読み、その平均波長を計算した。結果は表-2.1に示してある。一方、限界状態のエッジ波の波数は Ball の理論によると、式(2.19)で計算できる。そこで、経験的固有関数 e_n をモード n の重複エッジ波と仮定して、読み取った波長から計算される波数とモード数の関係を図-2.13にプロットした。図中の実線は対象海岸の海底地形を指数関数で近似したときの係数を $\alpha=0.013$ (図-2.9, 式(2.24)参照) としたときの、式(2.19)である。プロットされたデータは、Ball の理論によく一致していることから、経験的固有関数 e_n は、モード n の限界状態の重複エッジ波に対応するものであるといえる。

式(2.35)で計算される $C_{n,t}$ を用いると、原理的には経験的固有関数の時間変化を調べることが可能である

(Winant and Inman ら, 1975; 田中・加藤, 1976)。しかしながら、分散関係式より計算した限界状態のエッジ波の周期は、全てのモードで60秒以下(表-2.1)であり、空中写真の撮影時間間隔(全体の2/3が約60秒)より短いため、周期変動の検討はできない。そこで、全ての空中写真はエッジ波の位相に対してランダムに撮影されたと仮定すると、

$$\lambda = \frac{1}{n_y \cdot n_t} \sum_{t=1}^{n_t} C_{m^2,t} \propto a_n^2 \quad \dots\dots\dots (2.37)$$

の関係を得る (Kato, 1981)。さらに、図-2.14は固有値の平方根と重複エッジ波の波数の関係をプロットしたものであり、それらは図中に実線で示す

$$\lambda_n^{1/2} = 0.034 \cdot k_n^{-1} \quad \dots\dots\dots (2.38)$$

でよく近似できる。式(2.37), (2.38)より、エッジ波の振幅と固有値の関係は

$$a_n \propto k_n^{-1} \quad \dots\dots\dots (2.39)$$

となる。あるいは、限界状態の分散関係式(2.19), (2.20)を考慮して

$$a_n \propto \sigma_n^{-1} \quad \dots\dots\dots (2.40)$$

の関係を得る。すなわち、重複エッジ波の振幅は、その波数(あるいは周波数)に反比例していることが分かる。

式(2.39), (2.40)の関係は、Huntley(1976)が、進行エ

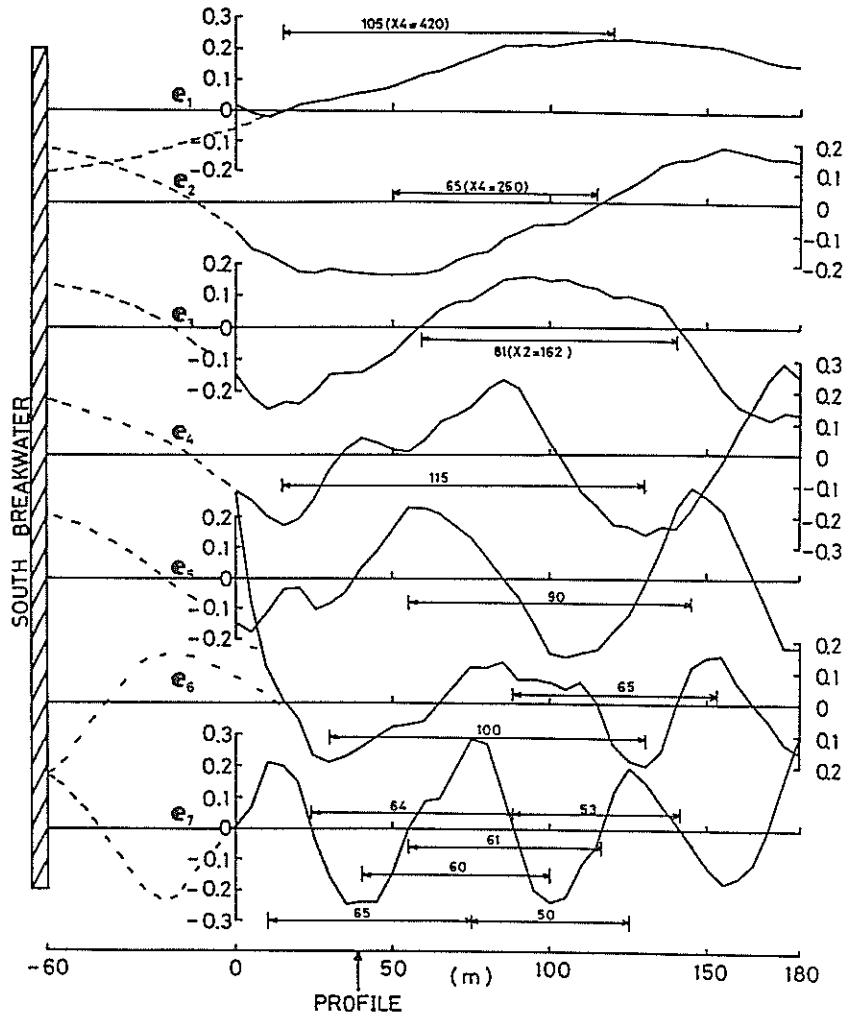


図-2.12 経験的固有関数 ($e_1 \sim e_7$)

表-2.1 経験的固有値, 寄与率, 累積寄与率および各モードの沿岸方向波長, 周期 ($n=1 \sim 7$)

n	固有値	寄与率 (%)	累積寄与率 (%)	波長 (m)	周期 (s)
1	4.266	50.70	50.70	420	60.0
2	2.181	25.92	76.61	260	37.1
3	0.722	8.58	85.19	162	23.1
4	0.358	4.25	89.45	115	16.4
5	0.218	2.59	92.04	90	12.9
6	0.177	2.10	94.14	82.5	11.8
7	0.093	1.11	95.25	58.5	8.4

エッジ波の汀線における波高はモードに関係なく一定であったと報告していることと異なる。Huntley が観測したエッジ波は進行波であるのに対し, 今回観測されたエッ

ジ波は仙台港の捨石防波堤に隣接する海域の重複エッジ波である。Huntley の結果との違いを検証するために防波堤によるエッジ波の反射条件について調べる。図-2.15 は, 仙台新港南防波堤と構造的に類似な消波ブロックで被覆された防波堤の反射率についての谷本・原中ら (1980) の実験結果に, エッジ波の B_{e0}/L を重ねてプロットしたものである。ただし, エッジ波の波長は表-2.1 に示したものを使用し, 消波ブロック被覆幅 B_{e0} は空中写真から読み取った 6 m とした。この図より, 高モードのエッジ波の反射率は 0.4~0.5 であることがわかる。低モードのエッジ波については, 実験結果を外挿すると反射率は 1.0 に近いものであると推察される。したがって, 高モード

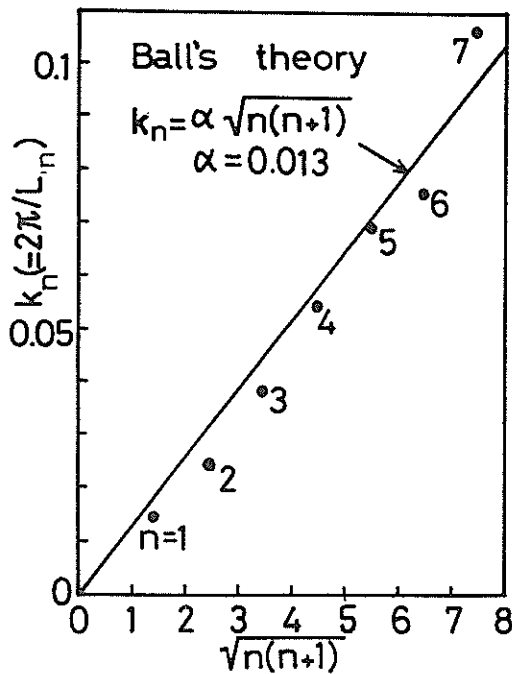


図-2.13 限界状態における沿岸方向波数とエッジ波のモードの関係

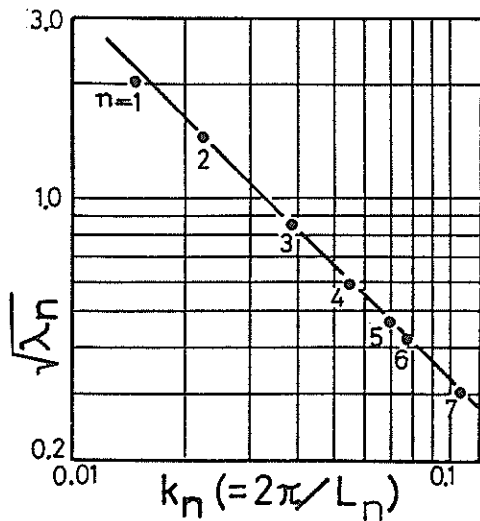


図-2.14 固有値と沿岸方向波数の関係

のエッジ波ほど防波堤によって多くのエネルギーが消費され、その結果、エッジ波の振幅は沿岸方向の波長が短く（あるいは波数が大きく）なるにつれて小さくなった

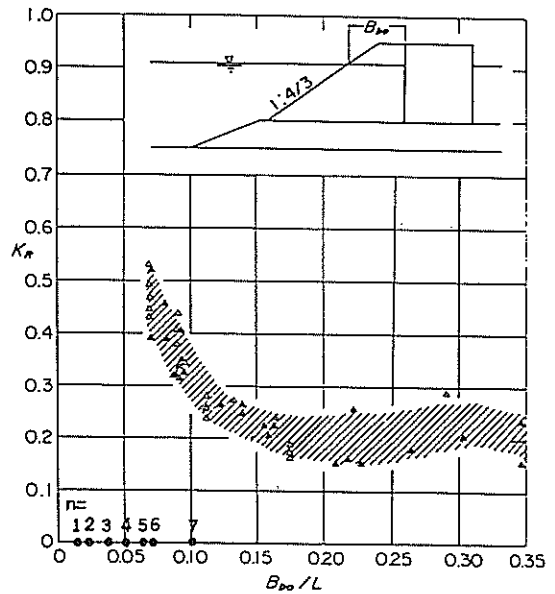


図-2.15 消波ブロックで被覆された防波堤の反射率(谷本ら, 1980)

と考えられる。

2.4.3 流速データによるエッジ波の検証

以上の解析によって、対象海岸に Ball の理論の限界状態の重複エッジ波が存在することが示された。そうすると、砕波帯内には、重複エッジ波の節線（重複エッジ波による水面変化が生じない線）が沿岸方向、岸沖方向に存在することになる。汀線に平行な節線的位置は、式(2.17)の超幾何関数が0になるところとして計算できる。このときの節線数は、エッジ波のモード数と同じである。これに対し、汀線に直角方向の節線的位置は従来の電磁流速計を用いた観測では、見つけることが困難であった。しかし、経験的固有関数による解析では、経験的固有関数の0の位置が汀線位置における重複エッジ波の節に対応するので、図-2.12を用いて、 e_n が0になる位置から汀線に直角方向に線を引くことによって容易に節線位置を決定できる。図-2.16は、このようにして求めた重複エッジ波の節線位置をモード $n=1 \sim 6$ について示したものである。図中において、黒丸(1~4, 6~9)は波高計設置地点、白丸(A, B, C)は電磁流速計の設置地点である。

経験的固有関数関数によって確認したエッジ波の存在を、検証するために、砕波帯内のA, B, C地点の岸沖、沿岸方向流速成分についてクロス・スペクトル解析を行

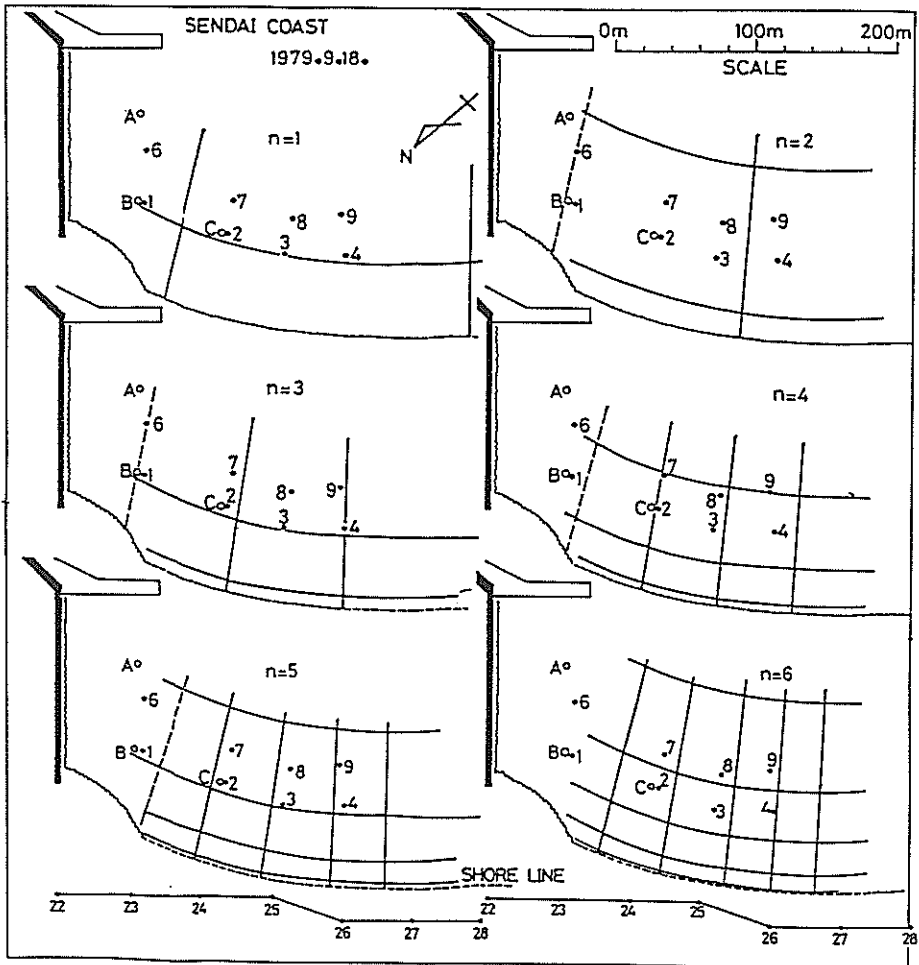


図-2.16 モード1～6の重複エッジ波の節線位置

った。データのサンプリング間隔は $\Delta t = 1s$ 、データ数 $N = 4096$ (約68分間) である。線スペクトルの平滑化に用いたフィルターの等価自由度は $\gamma = 16$ である。

(1) C地点における岸沖流速 (U_c) と沿岸流速 (V_c) の関係

図-2.17は、C地点の U_c と V_c のクロス・スペクトル解析の結果である。図中の矢印は、経験的固有関数解析で明らかにした限界モードの重複エッジ波の周波数(表-2.1)を示したものである。 $n = 1$ 、4～6の矢印で示した周波数のところでは、 U_c と V_c のスペクトル密度、コヒーレンスともに高い。しかし、 $n = 2$ で示した周波数では、 U_c のエネルギー密度が十分高いにもかかわらず、コヒーレンスは低い。そして、 $n = 3$ の周波数では、エネルギー

密度のピークは十分認められず、またコヒーレンスも非常に低い。

このような、クロス・スペクトル解析の結果は、流速測定点Cと図-2.16に示したモード $n = 1 \sim 6$ の重複エッジ波の節線との相対位置関係を考慮にいれて検討しなければならない。

図-2.16によると、 $n = 1$ のモードにおいて、C地点は汀線に平行な節線(沿岸方向節線)に比較的近いところにあるものの、汀線に直角な節線(岸沖方向節線)から離れており、その結果三次元的な意味における節(点)から離れている。このため、図-2.17では、 $n = 1$ のモードに対応した周波数において、二つの流速成分のエネルギー密度ピークが存在し、両者の間のコヒーレンスも高

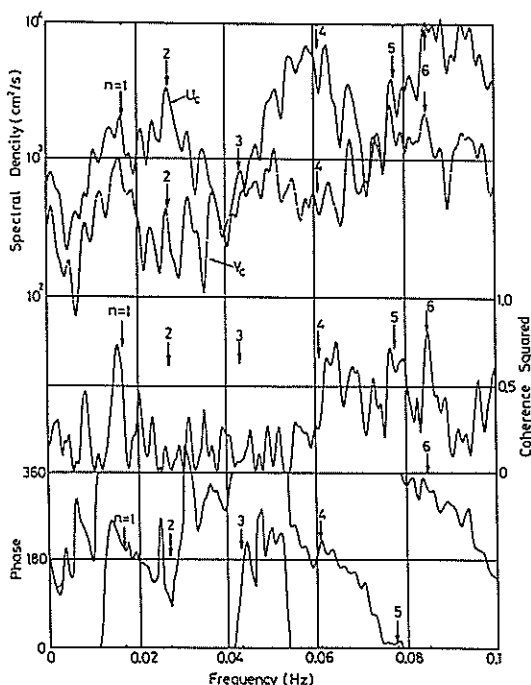


図-2.17 C地点流速のクロス・スペクトル解析結果

い。図-2.16の相対位置関係より容易に推察できるように、モード1の流速成分間の位相差は 180° である。このことは、図-2.17で確認できる。

モード2の重複エッジ波に対しては、C地点は三次元的な意味における腹(点)の近くに位置する。この位置では、図-2.3に示されるように、モード2の岸沖、沿岸方向流速成分は0になる。したがって、 $n=2$ の矢印で示した周波数では、流速二成分間のコヒーレンスは高くならない(コヒーレンスは本来高いのであるが、両者のエネルギー密度が低いために、ノイズの影響、スペクトル解析の分解能等により、結果として低くなる)、また位相差は不明確となる。図-2.17によると、 U_c のエネルギー密度が高くなっているにもかかわらず、低コヒーレンスであり、位相差も理論と一致しない。

モード3の重複エッジ波に対しては、C地点は岸沖・沿岸方向節線の交点(節点)近くに位置する。この場所は、岸沖・沿岸方向流速成分が0となるところである。したがって、両成分のエネルギー密度、コヒーレンスともに低く、位相関係も不明確となる。

モード4の重複エッジ波に対して、C地点は節点からも腹点からも離れている。このために、図-2.17の $n=4$ で

示した周波数よりやや高いところで、コヒーレンスが強く、位相差もほぼ 180° になっている。C地点は、図-2.16によると、岸沖方向節線に近く、沿岸方向節線から離れている。このような相対位置関係のとき、 V_c は U_c よりエネルギー密度が高くなるはずである。しかしながら、 U_c のエネルギー密度が V_c より高い。この原因については、よく分からない。もしかしたら、汀線に直角方向の岸沖節線の決め方に問題があったのかも知れない。というのは、図-2.12に示した経験的固有関数のうち e_1 の0点不明瞭だからである。

モード5、6の重複エッジ波に対して、C地点はそれぞれ節点と腹点に位置する。この条件下では、モード2、3の場合と同じ理由により、コヒーレンスは高くならない。しかし、図-2.17の $n=5, 6$ の矢印のところでコヒーレンスが強く、かつ両者のエネルギー密度も高く、さらには位相差もほぼ 0° となっていて重複エッジ波の特性を示している。この矛盾は、以下のように説明できる。エッジ波のエネルギーのほとんどは、汀線から沖合い一波長(沿岸方向波長)程度の範囲に集中している。この領域は、エッジ波のモード数が大きくなるにつれて、狭くなる。それ故、高モードのエッジ波ほど、沿岸砂州の存在する海底地形の影響を強く受ける。したがって、海底断面を式(2.14)で近似したことによる誤差は、モード数が高くなるにつれて顕著になり、式(2.17)で推定される沿岸方向節線の位置は実際のそれとずれてくるものと考えられる。

(2) B地点における岸沖方向流速(U_B)と沿岸方向流速(V_B)の関係

図-2.18は、B地点で測定した、 U_B と V_B の間のクロス・スペクトル解析の結果である。 $n=1$ で示された周波数のところで、エネルギー密度が大きく、かつコヒーレンスも高いにもかかわらず、位相差はエッジ波のそれとは異なる。 $n \geq 2$ の周波数についても、重複エッジ波の理論と、図-2.16の節線の位置と測定点の相対位置関係で、クロス・スペクトルの結果を説明できそうにない。

図-2.19は、空中写真によるフロート追跡と電磁流速計で測定した、エッジ波観測時の海浜流である。流況パターンは、時計回りの循環流を形成しており、南から防波堤に近づくように流れて来る沿岸流はB地点でその流向が変化し沖方向に向かう(B地点の電磁流速計の平均流を参照)。物理的な意味において、B地点は離岸養流の中にあるのと同じ状況となっている。Chappell and Wright(1978)は、この様な状況下では、流速二成分はエッジ波の理論で予測されるものとは異なることを指摘している。このために、クロス・スペクトル解析の結果で

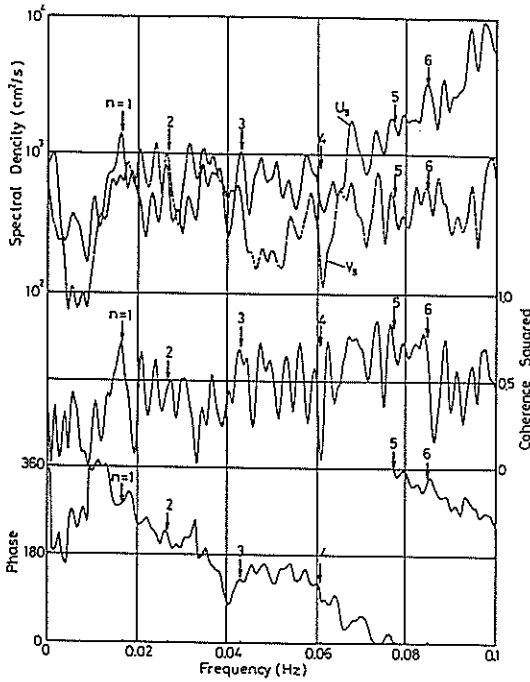


図-2.18 B地点流速のクロス・スペクトル解析結果

重複エッジ波が確認できないと判断される。

(3)B地点とC地点の岸沖流速成分 (U_b , U_c) の関係

図-2.20は、 U_b と U_c についてクロス・スペクトル解析をした結果を示したものである。 $n=3$ で示した周波数以外の周波数に於て、コヒーレンスは明らかに高く、位相差もほとんど0に近い。図-2.16によれば、B地点、C地点ともに、モード3のエッジ波に対して、節点近くに位置している。したがって、これまでと同じ理由により、モード3の重複エッジ波成分についてはコヒーレンスが高くなっていない。図中*印で示した矢印の周波数において、両成分のエネルギー密度が高く、コヒーレンスも高くなっているけれども、位相差が in phase でないので、重複エッジ波によるものではない。

なお、A地点は、翼堤背後の境界条件の比較的複雑な領域内に位置していたためか、A地点の流速二成分間のクロス・スペクトル解析結果には、重複エッジ波の存在を示す特徴が十分見いだせなかった。

2.5 結論

エッジ波の存在を確認するために、仙台海岸において前浜への波の遇上の沿岸方向変化を空中写真を利用して測定した。同時に、砕波帯内の波・流れも測定した。得られたデータを解析して、以下のことが示された。

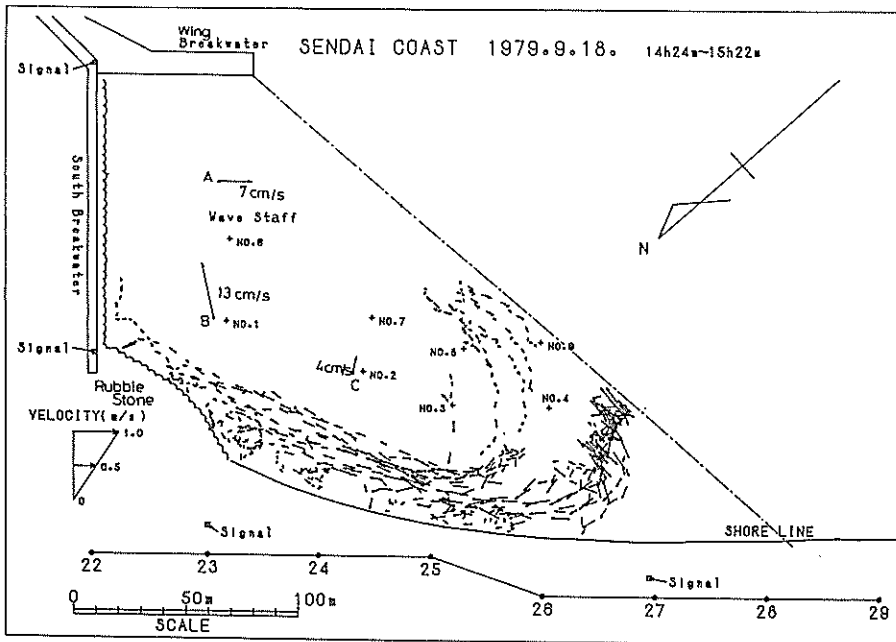


図-2.19 海浜流況

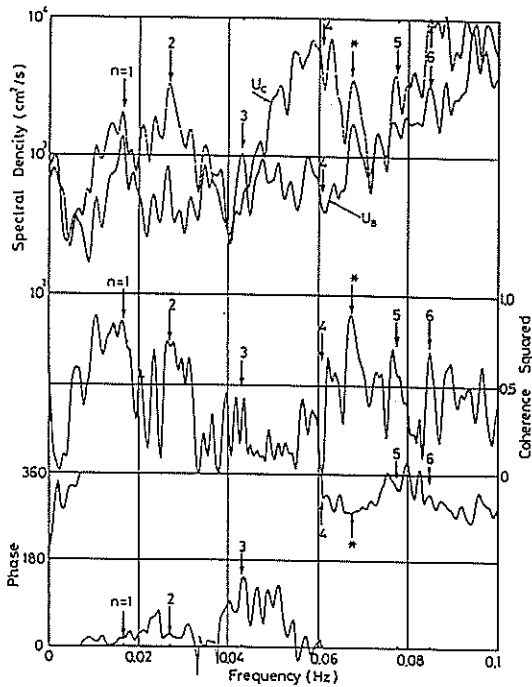


図-2.20 B地点とC地点の岸沖流速成分(U_s , U_c)のクロス・スペクトル解析結果

- (1) 波の遡上線の沿岸方向変化を経験的固有関数で解析した。得られたモード1~7の経験的固有関数は沿岸方向に正弦的に変化し、しかも防波堤位置で腹となっていた。経験的固有関数の沿岸方向波数は、Ballの理論で予測される限界状態のエッジ波の波数と一致した。これらのことから、重複モードのエッジ波が存在すると判断した。各モードのエッジ波の振幅はエッジ波の周波数(あるいは波数)に反比例していることが示された。
- (2) モード1~6の重複エッジ波の節線位置を以下のように確定した。汀線に平行な節線位置は、Ballの理論解である超幾何関数の値が0となるような汀線からの距離とした。一方、汀線に直角の節線は汀線でのエッジ波の波形を示す経験的固有関数の値が0となる位置を基に確定した。
- (3) 同時に砕波帯内で測定した流速成分に対してクロス・スペクトル解析を実施した。その結果、ある特定の周波数において、エネルギー密度が大きく、コヒーレンスが高く、そして位相差がin phaseになっていることが認められた。これらの周波数は、経験

的固有関数から求められるエッジ波の波長を用いてBallの理論で計算される限界状態の重複エッジ波の周波数に対応していた。しかし、クロス・スペクトル解析の結果には、これらのエッジ波の重要な特徴が認められない周波数もあった。このような場合、測定点がある特定のモードの沿岸方向、岸沖方向節線の交点か、その近くに位置している場合であった。

参考文献

- 1) 加藤一正・吉松 晃(1984):三次元を経験的固有関数による深淺図解析法, 港湾技術研究所報告, 第23巻, 第2号, pp. 27-47.
- 2) 佐々木民雄(1974):海浜流の構造に関する野外的研究, 東京大学大学院工学系研究科 学位論文, 204p.
- 3) 佐藤道郎・中村和夫・田村孝義(1980):砕波帯付近の波浪特性に関する現地観測, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 124-178.
- 4) 田中則男・加藤一正(1976):阿賀野川東海岸における沿岸砂州の特性について, 第23回海岸工学講演会論文集, pp. 274-278.
- 5) 谷本勝利・原中祐人・富田英治(1980):曲面スリットケーソンの水理特性に関する実験的研究, 港湾技術研究所報告, 第19巻, 第4号, pp. 3-53.
- 6) 土屋義人・河田恵昭・芝野照夫・山下隆男・小林征雄(1982):現地海岸における水面変動の時空間特性, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 26-30.
- 7) 堀田新太郎・水口 優(1986):現地砕波帯における波の統計的性質, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 154-158.
- 8) 水口 優(1979):海岸工学におけるエッジ波, 水工学に関する夏期研修, 土木学会, B-4, 20p.
- 9) 森口繁一・宇田川桂久・一松 信(1960):数学公式III, 岩波全書, 298p.
- 10) Ball, F. K. (1967): Edge waves in an ocean of finite depth, Deep Sea Res., Vol. 14, pp. 79-88.
- 11) Bowen, A. J. and D. L. Inman(1969): Rip currents, 2 Laboratory and field observations, J. G. R., Vol. 74, No. 23, pp. 5479-5490.
- 12) Chappell, J. and L. D. Wright(1978): Surf zone resonance and couple morphology, Proc. of 16th ICCE., pp. 1359-1377.
- 13) Guza, R. T. and D. L. Inman(1975): Edge waves and beach cusps, J. G. R., Vol. 80, No. 21, pp. 2997-3012.
- 14) Guza, R. T. and A. J. Bowen(1976): Finite amplitude edge waves, Jour. of Marine Res., Vol. 34, pp. 269-293.
- 15) Holman, R. A., D. A. Huntley and A. J. Bowen(1978): Infragravity waves in storm conditions, Proc. of 16th ICCE, pp. 268-284.
- 16) Holman, R. A. and A. J. Bowen(1979): Edge waves on complex beach profiles, J. G. R., Vol. 84, No. C10, pp. 6339-6346.
- 17) Huntley, D. A. and A. J. Bowen(1973): Field observation of edge waves, Nature, Vol. 243, No. 5403, pp. 160-162.

- 18) Huntley, D. A. (1976) : Long-period waves on a natural beach, *J. G. R.* , Vol. 81, No. 36, pp. 6441-6449.
- 19) Huntley, D. A. and A. J. Bowen(1978) : Beach cusps and edge waves, *Proc. of 16th ICCE*, pp. 1378-1393.
- 20) Huntley, D. A. , R. T. Guza and E. B. Thornton (1981) : Field obseravation of surf beat, 1. Progressive edge waves, *J. G. R.* , Vol. 86, No. C7, pp. 6451-6466.
- 21) Katoh, K.(1981) : Analysis of edge waves by means of empirical eigenfunctions, *Report of PHRI*, Vol. 20, No. 3, pp. 3-51.
- 22) Katoh, K. , N. Tanaka, T. Kondoh, M. Akaishi and K. Terasaki(1985) : Field observation of local sand movements in the surf zone using fluorescent sand tracer(Second Rep.), *Report of PHRI*, Vol. 24, No. 4, pp. 3-63.
- 23) Lamb, H.(1932) : *Hydrodynamics*, 6th ed. , Art. 185, 186, 260, Dover, New York.
- 24) Nagata, Y(1964) : The statistical properties of orbital wave motions and their appliction for the measurement of directional wave spectra, *Journal of Oceanographical Society of Japan*, Vol. 19, No. 4, pp. 169-181.
- 25) Sasaki, T. and K. Horikawa(1978) : Observation of nearshore current and edge waves, *Proc. of 16 th ICCE*, pp. 791-809.
- 26) Shaw, R. P. and D. Paskausky(1986) : An extention of Ball's edge wave solution to convex upward topographies, *Jour. of Geoph. Res.* , Vol. 91, No. C1, pp. 916-922.
- 27) Tanaka, N. (1977) : Beach erosion at the up-drift coast of a breakwater prolonged obliquely from the shore; Sendai Port, *Coastal Sediment' 77*, 5th Symp. of the Water way, Port, Coastal and Ocean Division of ASCE, pp. 1026-1041.
- 28) Ursell, F. (1952) : Edge waves on a sloping beach, *Proc. Royal Society of London, Series A*, Vol. 214, pp. 79-97.
- 29) Winant, C. D. , D. L. Inman and C. E. Nordstrom (1975) : Description of seasonal beach changes using empirical eigenfunction, *J. G. R.*, Vol. 80, No. 15, pp. 1979-1986.

3. 長周期波(反射定常波)による多段沿岸砂州の形成

3.1 はじめに

沖から来襲する波浪は浅海域で碎け砕波帯を形成する。砕波帯内では、波のエネルギーは海浜流や強い乱れに変換される。砕波帯内のこのような流体運動と底質移動やその外の拡散現象との相互関係は極めて複雑なものである。しかし、驚くことに、時として自然はこの複雑さの中に、多段の沿岸砂州や三日月砂州、カスプ、砂漣などの非常に規則的な地形を創造する。周期が1から3分程度の長周期波が規模の大きい沿岸地形の規則性の成因として注目されつつある。

Bowen and Inman(1971)は、潮差が小さいところの三日月砂州は重複エッジ波によって形成され、三日月砂州の沿岸方向の波長は、エッジ波の波長の半分となり得ることを理論的に示した。理論では斜面上の重複エッジ波の流速場を調べ、底面近くの境界層外縁の正味のドリフト流速が、底質を運び、ドリフト流速が0に近くなるところに堆積が生じると説明した。もちろん、ドリフト流速が0となるところの空間的パターンは理論的には三日月状になる。

Short(1975)は、北アラスカの海岸の多段沿岸砂州について解析した。その結果、Suhayda(1975)の観測した反射定常波の節点あるいは腹点の岸沖方向間隔と多段沿岸砂州の岸沖間隔が一致することを示した。

Bowen(1980)は、Bagnold(1962, 1963)の底質移動に関するモデルから、波による岸沖漂砂量式が導けることを示した。このモデルを用いて、浜での反射率が大きくなる急勾配海岸で多段沿岸砂州が形成され易いことを理論的に示した。

Holman and Bowen(1982)は、2つのエッジ波が干渉するときのドリフト流速を計算し、それとBowen(1980)が導いたモデルを組み合わせて、斜行砂州の成因を説明した。もっと複雑なりズミック地形も同様な解析で、3つ以上のエッジ波の干渉を考慮に入れて説明し得ることを示した。

以上のように、沿岸地形と長周期波の関連性については、主に理論的な検討がなされているのであるが、Sonu(1972)、水口(1979)、Holman(1981)が指摘しているように、以下の2点について、十分な説明がなされておらず、いまだ仮説的であるとされている。

- (a) 通常の長周期波の軌道流速及びドリフト流速は、底質を移動させるに十分な大きさではない。
- (b) 規則的な沿岸地形を形成するためには、長周期波のエネルギーが狭い周波数帯に集中していなければ

ならず、しかもその状態が長時間継続しなければならない。

本章では、上記(a)、(b)を明確にするために、まず日本海に面する延長約60kmの直線的な砂浜海岸の北端に位置する羽咋海岸の多段砂州と長周期波の特性について調べ、次に多段沿岸砂州の成因を、入射波と反射定常波の流速場を考慮に入れ、Bowen(1980)のアプローチに従い理論的に検討する。そして、羽咋海岸の二次元性の強い多段の沿岸砂州の成因について考察する(Katoh, 1984; 加藤, 1984)。

3.2 羽咋海岸の多段沿岸砂州および長周期波

3.2.1 航空写真を用いた多段沿岸砂州の検出

良好な条件下で撮影された航空写真の中には、時として、水深の深いトラフや岩礁の黒いトーンを背景として、砂州の頂部浅瀬が明るく白っぽい調子で、明瞭なコントラストをなし、非常に興味ある海底地形の様子を写しているものがある。このために、多くの研究者が海面下の海底地形の規模や形状を航空写真を利用して調べているし、またその論文中にも航空写真を直接引用している例が多い(例えば、Homma and Sonu, 1962; Sonu, 1968; Bowen and Inman, 1971; Lau and Travis, 1973; Wright and Thomら, 1978; Davis, 1978; Barousseau and Saint-Guily, 1981; Holman and Bowen, 1982; Short and Hesp, 1982)。

そこで、最初に、もっとも典型的な沿岸砂州が海底に形成されている海岸を、航空写真を利用して抽出し、詳細な解析対象とした。この目的のために、日本の海浜変形をマクロな視点で調べたとき利用した航空写真(田中ら1973, 1974a, 1974b, 1977; Ozasa, 1977)約6000枚を再度検査した。これらの航空写真は米軍(1946年, 1948年)と国土地理院(1961年以降)によって撮影されたものである。

図-3.1は、航空写真で海底の砂州が確認できたところを丸印で示したものである。確認できた砂州の形状は様々であり、海岸に平行なものや、沿岸方向に規則的な三日月状になっているもの、さらには非常に入り組んで複雑なものがある。それらの中で、石川県羽咋海岸の多段沿岸砂州はもっとも美しく極めて二次元的なものであった。理論的取扱を簡単にするために、ここでは羽咋海岸の多段砂州の成因を調べることにした。航空写真に認められた典型的な多段沿岸砂州の例を写真-3.1(a)~(e)に示す。この写真については、後節で解析する。

3.2.2 羽咋海岸の潮位と波浪

羽咋海岸は日本海に面する延長約60kmのほぼ直線状の海岸の北端に位置し(図-3.2)、渚ドライブの楽しい

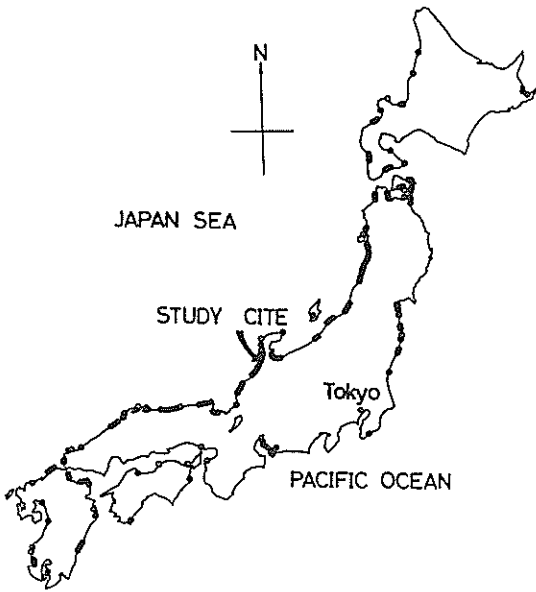
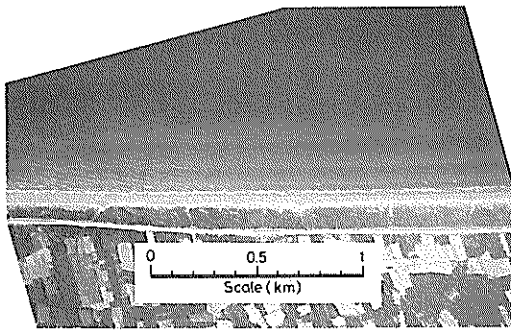
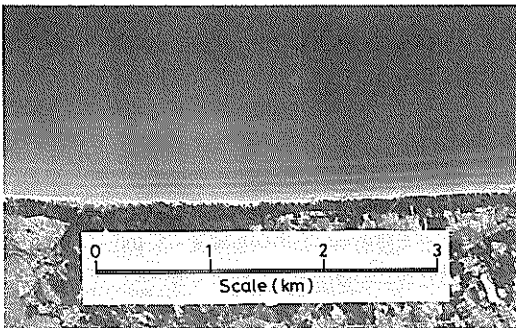


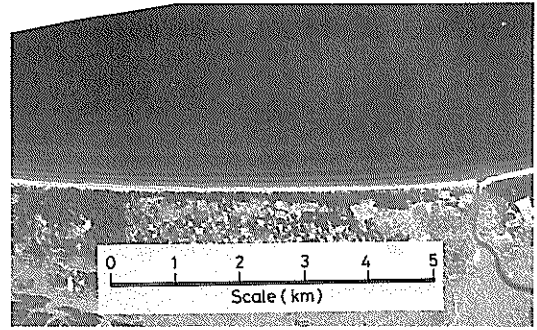
図-3.1 航空写真で確認できた海底砂州の位置(小さい白丸)



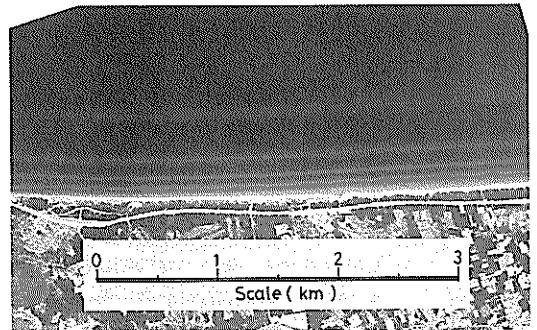
(a) 1963年9月30日10時59分撮影 (基準点番号 No.27~No.50)



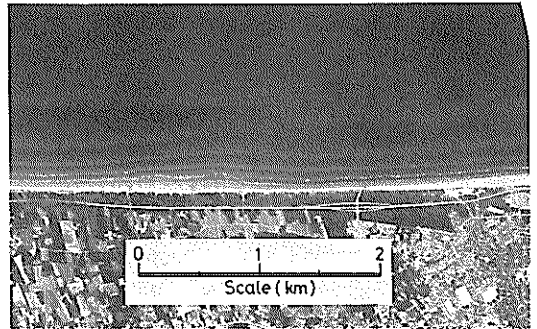
(b) 1967年9月28日10時18分撮影 (基準点番号 No.29~No.68)



(c) 1972年6月6日9時36分撮影 (基準点番号 No.27~No.49)



(d) 1975年9月6日11時29分撮影 (基準点番号 No.42~No.54)



(e) 1982年5月12日9時46分撮影 (基準点番号 No.41~No.63)

写真-3.1 羽咋海岸の多段沿岸砂州 (国土地理院撮影)
各写真に示した基準点番号は図-3.14の基準点に対応している。

る海岸として有名である。対象海岸の波浪は、羽咋海岸の南約30kmにある金沢港(図-3.2)の沖、水深D.L.-20mの位置で2時間毎20分間観測されている。潮位についても、金沢港の港内で観測されている。

図-3.3は、1970年から1979年の10年間に発生した有義波高について上位30位(高橋・広瀬ら, 1981)を示したものである。この図より、羽咋海岸では有義波高6.0m以上の高波浪は平均的にみて一年に2回程度発生していることが分かる。10年間の月別平均有義波高と周期を示した図-3.4によると、月平均有義波高は12月から2月の冬季に大きく(約2m)、夏季には小さい(約0.5m)。

図-3.4には、1982年10月から1983年9月の一年間の1時間毎の潮位記録をもとに、月毎の平均潮位と潮位の標準偏差を計算した結果も合わせて示してある。月平均潮位は、振幅15cm、周期1年で変化している。7月から10月の平均潮位は高く、2月~4月の平均潮位は低い。潮位の標準偏差は1年を通じて約10cmであり、このことから潮差が非常に小さいことが分かる。実際、潮汐の分潮成分は、 $K_1=5$ cm, $O_1=5$ cm, $M_2=6$ cm, $S_2=2$ cmである。

これらのデータより、本章第3節、第4節でのデータ解析では、高波浪来襲時期の平均潮位をD.L.+0.16mとし、潮差はないものとした。

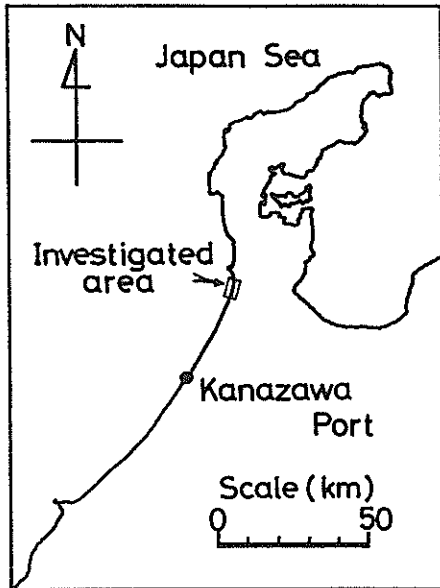


図-3.2 解析対象海岸(石川県羽咋海岸)

3.2.3 長周期波

1982年の一年間に観測された有義波高2m以上の波形生データについて、スペクトル解析を実施した。各々のデータはサンプリング間隔0.5s、データ数2048であり、スペクトル解析に用いたフィルターの等価自由度は $\gamma=11.4$ である。解析の対象になったのは2時間毎20分間の記録505ケースであり、延べ解析期間は約42日間である。

図-3.5は、505ケースのスペクトル密度を単純に平均

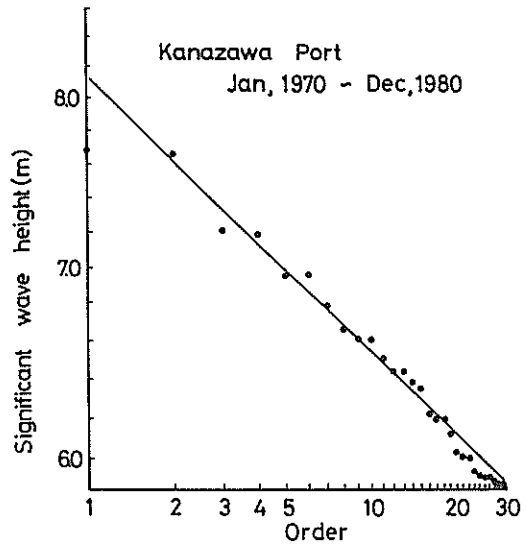


図-3.3 1970年~1979年間の観測波高上位30位(金沢港)

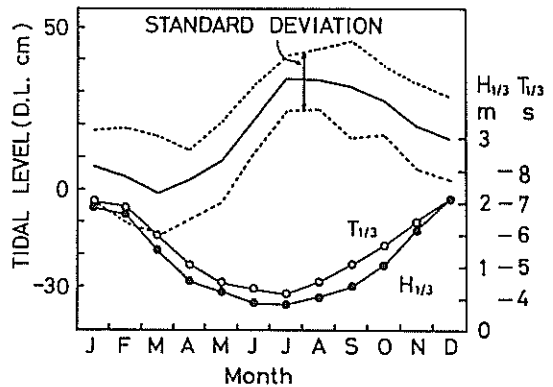


図-3.4 月平均有義波高、周期および月平均潮位と潮位の標準偏差

したスペクトル密度である。この図より、エネルギー密度のピークが2つ存在することが分かる。1つは周波数0.1Hzのところに存在する非常に鋭いものであり、入射波に対応している。もう1つは、前者に比べてエネルギー密度は低く、やや平坦になっているものの、0.01Hzに認められる。このことから羽咋海岸では、入射波と0.01Hzの長周期波が共存しているといえる。

図-3.6は、有義波高2m以上の505ケースについてのスペクトル解析結果から、次式によって長周期波の波高(H_L)と入射波の波高(H_S)を計算し、両者の関係を調べたものである。

$$H_L = a \cdot \left[\int_0^{f_c} S(f) df \right]^{1/2} \quad \dots\dots (3.1)$$

$$H_S = a \cdot \left[\int_{f_c}^{\infty} S(f) df \right]^{1/2} \quad \dots\dots (3.2)$$

ここで、 f は周波数、 $S(f)$ はスペクトルエネルギー密度、 f_c は図-3.5に示したスペクトルエネルギー密度が極小となる境界周波数(0.047Hz)である。式(3.1)と式(3.2)の係数 a は波高がレーリー分布に従うときには4.004となる。しかし、Goda(1979)が指摘するように、現地の波浪では

3.8の方が適切であるので、ここでは後者の値を用いている。図-3.6中の3本の直線は、長周期波と入射波の波高比に関して報告されているMunk(1949, 1962)の比1/10~1/11, Tucker(1950)の比1/16を示したものである。ほとんどのデータは、MunkおよびTuckerの波高比の間にプロットされている。しかし、プロットされたデータは入射波高が小さいときには、1/16の直線の近くに集まり、入射波の波高が大きくなるにつれて1/11, 1/10の直線に近づく傾向が認められる。

合田(1975)は、長周期波と入射波の波高の比について、大洗海岸、新潟海岸、宮崎海岸の砕波帯内と沖合いで観測した波浪データに基づき、水深の影響を考慮した次式を経験的に導いた。

$$\frac{\zeta_{rms}}{(\eta_{rms})_0} = 0.04 \cdot \left\{ \frac{H_S}{L_0} \cdot \left(1 + \frac{h}{H_S} \right) \right\}^{-1/2} \quad \dots\dots (3.3)$$

ここで、 ζ_{rms} と $(\eta_{rms})_0$ は、それぞれ長周期波と入射波の波形の2乗平均根値であり、スペクトル密度関数 $S(f)$ と周波数 f より次式で計算できる。

$$\zeta_{rms} = H_L = a \cdot \left[\int_0^{f_c} S(f) df \right]^{1/2} \quad \dots\dots (3.4)$$

$$(\eta_{rms})_0 = H_S = a \cdot \left[\int_{f_c}^{\infty} S(f) df \right]^{1/2} \quad \dots\dots (3.5)$$

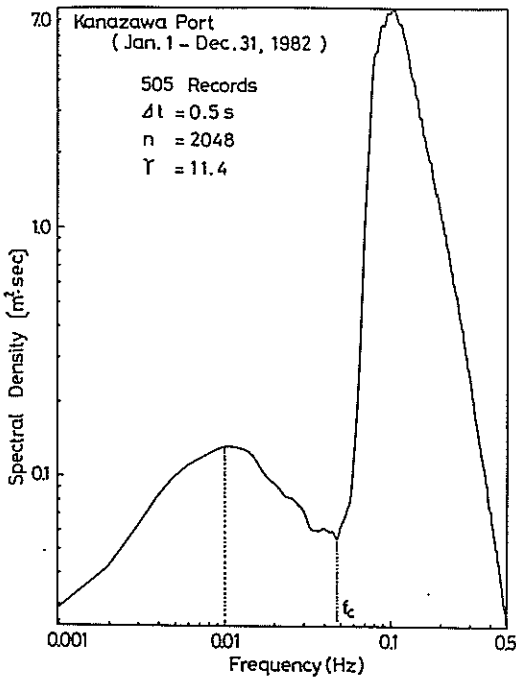


図-3.5 有義波高2m以上(505ケース)の平均スペクトル

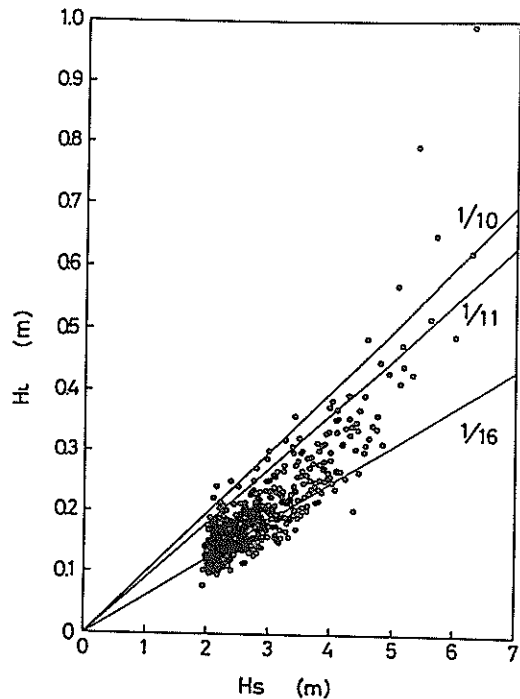


図-3.6 長周期波の波高と入射波の波高の関係

式(3.3)中の L_0 は深海における有義波長であり、スペクトル密度より

$$L_0 = \frac{g}{2\pi} \cdot (1.11)^2 \cdot \frac{\int_{f_c}^{\infty} S(f) df}{\int_{f_c}^{\infty} f^2 \cdot S(f) df} \quad \dots\dots(3.6)$$

で計算できる。水深 h は、波高計設置水深 (D. L. -20 m) に平均水深 (D. L. +0.16m) を加えた20.16mとし、有義波高が2m を越える505ケースについて合田のパラメータを計算し、プロットしたのが図-3.7である。プロッ

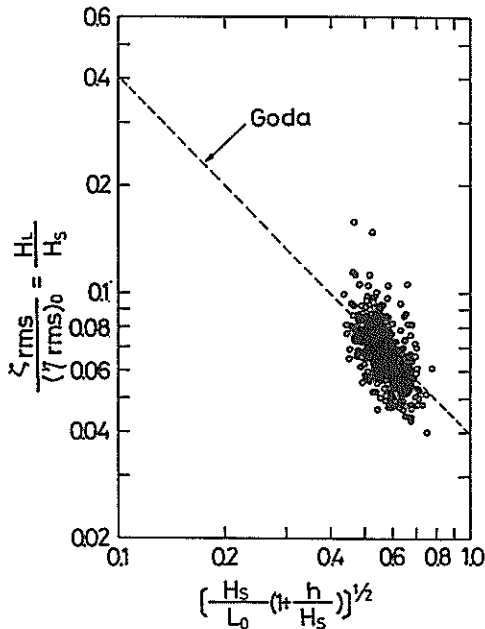


図-3.7 長周期波と入射波の波高比と合田のパラメータの関係

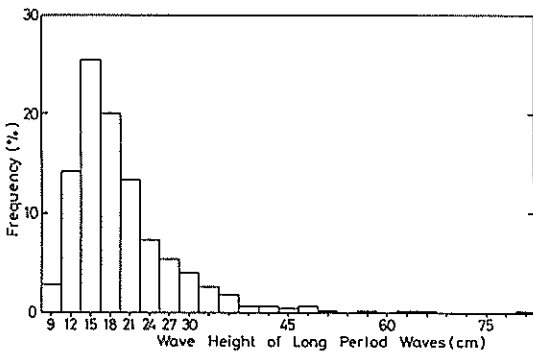


図-3.8 長周期波の波高の発生頻度

トされたデータは合田の経験式(3.3)のまわりに散らばっている。このことより、羽咋海岸の長周期波と入射波の波高の比は他の海岸と同じ程度のものであり、入射波高が大きくなると(比が一定であることから)長周期波の波高も大きくなるといえる。

図-3.8は、505ケースのスペクトル密度を基に式(3.1)で計算される長周期波の波高の頻度分布を示したものである。一般に波高は30cm以下であり、もっとも頻度の多いのは16cm(全体の25%)となっている。

3.3 多段沿岸砂州と長周期波の関係に関する理論的検討

3.3.1 長周期波(反射定常波)の理論

前節の現地観測波浪データ整理によって、羽咋海岸には周期約100秒の長周期の水面変動が存在することが確認された。

これまでに浅海域で定量的に観測されている長周期波には、エッジ波(例えば、Huntley and Bowen, 1973; Huntley, 1976; Huntley and Bowen, 1978; Sasaki and Horikawa, 1978; Holman and Huntleyら, 1978; Huntley and Guzaら, 1981; Katoh, 1981)と、反射定常波(例えば、Suhayda, 1974; Hotta and Mizuguchiら, 1981)がある。エッジ波は、岸沖方向だけではなく、沿岸方向にも水面が変動する三次元的な長周期波である。これに対して、反射定常波は、岸沖方向だけに水面が変動する二次元的な長周期波である。解析対象とする羽咋海岸の沿岸砂州は、海岸線に平行な二次元的な強い多段沿岸砂州であるので、二次元的な長周期波である斜面上の反射定常波との関連について検討する(進行エッジ波については、3.3.4で若干の理論的考察をおこなう)。

海底勾配が一様(β)な場合の反射定常波の理論解(Lamb, 1932)は以下のとおりである。まず、水面形状、海底断面として

$$\left. \begin{aligned} \zeta(x,t) &= A(x) \cdot \cos(\sigma_B t) \\ h &= x \cdot \beta \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(3.7)$$

とおき、長周期波の基礎方程式(2.1)、(2.3)を連立させると

$$\frac{d^2 A}{d\xi^2} + \frac{1}{\xi} \cdot \frac{dA}{d\xi} + A = 0 \quad \dots\dots(3.8)$$

となる。ここで

$$\xi = \sqrt{x} \cdot (4\sigma_B^2/g \cdot \beta)^{1/2} \quad \dots\dots(3.9)$$

である。式(3.8)は0次のBesselの方程式(森口・宇田川ら, 1960)であり、解は C を定数として、

$$\zeta = C \cdot J_0(\xi) \cdot \cos(\sigma_B t) \quad \dots\dots\dots (3.10)$$

となる。ここで、 $J_0(\xi)$ は0次の第1種 Bessel 関数である。これは、浜によって反射されて形成される一様斜面上の重複波であり、 $\xi=2.4048, 5.5201, \dots$ に節を、 $\xi=0, 3.8317, 7.0156, \dots$ に腹を有する。

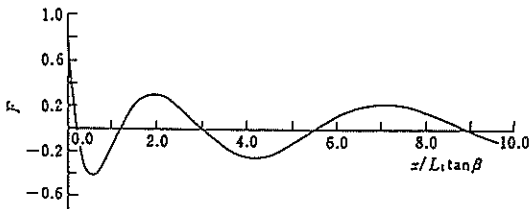
流速は、式(3.10)を式(2.1)に代入することによって求まり

$$U_B = C \cdot \frac{2\sigma_B}{\beta} \cdot \sin\sigma_B t \cdot \frac{J_1(\xi)}{\xi} \quad \dots\dots\dots (3.11)$$

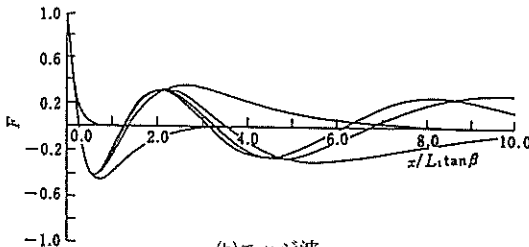
となる。ここで、 $J_1(\xi)$ は1次の第1種 Bessel 関数である。

図-3.9(a)は、汀線における振幅 C を1として、 $t=0$ における反射定常波の水面形状を図示したものである。沖方向に向かうにつれて(水深が増大するにつれて)、振幅が小さく、波長が長くなっていることが分かる。また、この波形は無限度でも有限の振幅となっていて、leaky モードと称される。図-3.9(b)には、一様勾配斜面上のエッジ波(第2章参照)の岸沖方向波形を示してある。反射定常波の岸沖波形と比較したとき、モード3以上になるとお互いが非常によく似ていることが分かる。また、汀線付近(横軸0に近い所)では、すべてのモードの波形が反射定常波とよく似ている。

非一様勾配斜面上の重複波の理論解は、海底断面を多段の直線勾配斜面で近似し、式(3.8)の基本解をもとに沖方向に向かって各勾配の接続点で波形と流速を連続させることにより、数値解を汀線から沖方向に順次もとめる



(a)反射定常波



(b)エッジ波

図-3.9 一様勾配斜面上の反射定常波とエッジ波の岸沖方向波形(Hottaら, 1981)

ことができる(水口・苅部ら, 1983)。

反射定常波が砕波するときや部分的に反射するときには式(3.10)は適用できない。砕波するかどうかは、反射定常波の波高、周波数、海底勾配によって決まる。Shuto(1972)は、波の運動をラグランジュ的に取扱い、一様勾配の先に水平床が続く海底断面上の反射定常波の運動を理論的に検討した。その結果によると、砕波する条件は、

$$H_{BC} = \frac{g}{2\pi^2} \cdot (\beta/f_B)^2 \cdot (J_0^2(X) + J_1^2(X))^{1/2} \quad (3.12)$$

$$X = 4\pi \cdot (f_B/\beta) \cdot (h_H/g)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (3.13)$$

と与えられる。ここに、 H_{BC} と f_B は、反射定常波の波高、周波数であり、 h_H は水平床部の水深である。反射定常波の波高が、式(3.12)の H_{BC} より大きくなると砕波する。

3.3.2 時化時の砂移動の形態

Bowen(1980)は、Bagnold(1962)の浮遊砂量式、掃流砂量式に、波による軌道流速を代入することにより、波動場における浮遊砂量式、掃流砂量式を理論的に導き、浮遊砂量と掃流砂量の比を調べた。その結果によると、浮遊砂量と掃流砂量の比は U_0/ω のパラメータに依存しており、 $U_0/\omega > 15$ の条件のとき浮遊砂量が卓越する。ここで、 U_0 は底面における最大軌道流速、 ω は底質の沈降速度である。Shi-Leng(1981)、入江・灘岡ら(1984)は、重複波のもとでの海底地形変化を二次元移動床実験で調べ、2つのまったく異なる地形変化が生じることを示した。1つは、底質が重複波の節から腹の位置に移動し、腹で堆積が生じる変化であり、もう1つは、その逆のパターンである。2つの異なる地形変化は、浮遊砂量と掃流砂量の相対的割合によって生じ、 $U_0/\omega > 10$ のときは、浮遊砂が卓越して、前者の地形変化パターンが生じることを実験的に明らかにした。さらに、入江・灘岡らはレーザードップラ流速計により流速場を詳細に測定し、浮遊砂が重複波によって生じる重複波の節から腹方向へのドリフト流で運ばれることを示した。

このように、 U_0/ω が底質移動の形態を支配するパラメータとなるので、羽咋海岸の波高2m以上の荒天時の U_0/ω の値を計算した。図-3.10は、3種類の波高に対して U_0/ω と水深の関係を水深20m以浅について示したものである。図中表示した波高は、金沢港の波浪観測地点(水深20.16m)でのものであり、浅水変形は微小振幅波理論で計算した。石田・喜岡ら(1984)によると、対象海岸の底質粒径は砂州頂部で0.2mm以下、トラフ底で3~4mm程度である。ここでは、砂州の形成を問題としていないので、底質の沈降速度の計算には0.17mmを用い、底質の比重2.65、海水温15°C、海水の比重1.03とし、Rubeyの

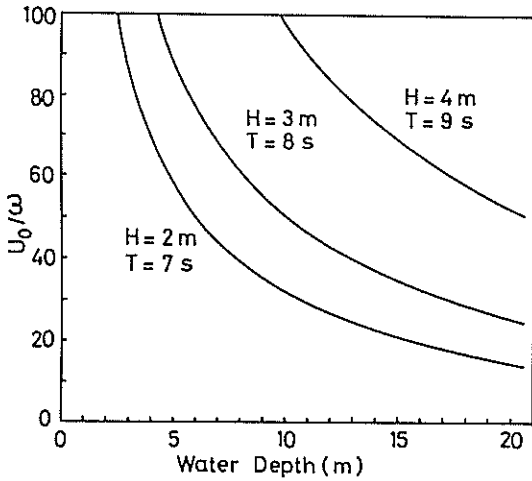


図-3.10 荒天時の U_0/ω の値

式(河村, 1982)で評価した。図-3.10より、時化時には多段沿岸砂州の形成されている水深7~8m以浅(図-3.17参照)では、 $U_0/\omega > 40$ となっていることが分かる。

したがって、Bowen(1980)の理論検討、Shi-Leng(1981)、入江・灘岡ら(1984)の実験結果と比較すると、荒天時の羽咋海岸では浮遊砂が卓越していると考えられる。

3.3.3 入射波と長周期波の共存場の浮遊砂移動

前項までの考察により、羽咋海岸の多段沿岸砂州の形成を理論的に検討するとき重要な項目をまとめると以下の2点である。

- (a) 周期約100sの長周期波が、入射波と共存している。
- (b) 荒天時の底質移動形態は、浮遊砂が卓越する。

理論の取り扱いを簡単にするために、入射波は海岸線に直角に入射し、底質は岸沖方向のみに移動する二次元状態を検討する。

(a)の条件より、入射波と長周期波の合成流速、 u 、を以下のように仮定する。流速は沖方向が正である。

$$u = U_0 + U_1 \quad \dots\dots\dots (3.14)$$

$$U_0 = u_0 \cdot \cos \sigma t \quad \dots\dots\dots (3.15)$$

$$U_1 = u_1 + u_2 \cdot \cos 2\sigma t + u_{B0} \cdot \sin \sigma_B t + u_{B1} \quad (3.16)$$

ここで、 $u_0 \cdot \cos \sigma t$ と u_1 は、それぞれ入射波による軌道流速とドリフト流速である。入射波の流速波形の上下の非対称性は、 $u_2 \cdot \cos 2\sigma t$ の項で表現されている。長周期波の

軌道流速は $u_{B0} \cdot \sin \sigma_B t$ 、ドリフト流速は u_{B1} である。そして、 σ と σ_B は入射波と長周期波の角周波数である。

(b)の条件より、Bagnold(1962)の浮遊砂量式

$$i_s = \frac{\epsilon_s \cdot C_D \cdot \rho \cdot u^3 \cdot |u|}{\omega - u\beta} = \frac{\epsilon_s \cdot C_D \cdot \rho \cdot u^3 \cdot |u|}{\omega} \cdot [1 - \gamma u]^{-1} \quad \dots\dots\dots (3.17)$$

を用いることとする。ここで ϵ_s は浮遊砂を運ぶに消費するエネルギーと流体運動全エネルギーの比、 C_D は抗力係数、 ρ は流体密度、 ω は底質の沈降速度、 β は海底勾配、 $\gamma = \beta/\omega$ である。なお、浮遊砂量 i_s も沖向きを正とする。

一般に、入射波の軌道流速の振幅(u_0)はドリフト流速(u_1)、非対称性流速(u_2)、長周期波の軌道流速(u_{B0})、ドリフト流速(u_{B1})より大きいので、 $U_0 \gg U_1$ と仮定することができる。この過程のもとで、式(3.14)を式(3.17)の $u^3 \cdot |u|$ に代入すると、以下の関係を得る。

$$\begin{aligned} u^3 \cdot |u| &= (U_0 + U_1)^3 \cdot |U_0 + U_1| \\ &= (U_0 + U_1)^3 \cdot \sqrt{(U_0 + U_1)^2} \\ &= (U_0 + U_1)^3 \cdot |U_0| \cdot \left(1 + \frac{U_1}{U_0}\right) \\ &= |U_0| \cdot \left(U_0^3 + 4U_1 \cdot U_0^2 + 6U_1^2 \cdot U_0 + 4U_1^3 \right. \\ &\quad \left. + \frac{U_1^4}{U_0} \right) \quad \dots\dots\dots (3.18) \end{aligned}$$

さらに、もっとも沖側の多段沿岸砂州が形成されている海底(図-3.17参照)の平均的な勾配は1/200以下であることから、通常の状態では $\beta/u_0 < 1$ ($\gamma u < 1$) とみなせる。したがって、式(3.17)中の $[1 - \gamma u]^{-1}$ の項は式(3.14)を代入して次のように展開できる。

$$\begin{aligned} [1 - \gamma u]^{-1} &= 1 + \gamma(U_0 + U_1) + \gamma^2(U_0 + U_1)^2 \\ &\quad + \gamma^3(U_0 + U_1)^3 + \dots\dots \quad \dots\dots (3.19) \end{aligned}$$

式(3.18)、(3.19)を式(3.17)に代入し、時間平均を取ると、正味の浮遊砂移動量として次式を得る。

$$\begin{aligned} \bar{i}_s &= \frac{\epsilon_s C_D \rho}{\omega} \left[\overline{U_0^3 \cdot |U_0|} + 4 \overline{U_1 \cdot U_0^2 \cdot |U_0|} \right. \\ &\quad \left. + \overline{6U_1^2 \cdot U_0 \cdot |U_0|} + 4 \cdot \overline{U_1^3 \cdot |U_0|} \right. \\ &\quad \left. + \gamma \overline{(U_0^4 \cdot |U_0| + 5U_1 \cdot U_0^3 \cdot |U_0| + \dots\dots)} \right. \\ &\quad \left. + \gamma^2 \overline{(U_0^5 \cdot |U_0| + 6U_1 \cdot U_0^4 \cdot |U_0| + \dots\dots)} \right. \\ &\quad \left. + \gamma^3 \overline{(U_0^6 \cdot |U_0| + \dots\dots)} + \dots\dots \right] \quad \dots\dots\dots (3.20) \end{aligned}$$

ここに、各記号の上に付けた横線は時間平均を意味する。この関係式は、Bowen(1980)が導いた正味の浮遊砂量に関する一般式である。式(3.20)の右辺の各項は、一般に

$$\overline{(\gamma U_0)^m \cdot (U_1/U_0)^n \cdot U_0^3 \cdot |U_0|},$$

$$m, n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

と表現できる。ここで、 γU_0 と U_1/U_0 の値は 1 より小さいので、これらのパラメータの 2 乗より大きいべき乗 ($m+n \geq 2$) を含む項は、0 次、1 次の項 (式(3.20)の右辺第 1, 2, 5 項) と比較して無視することができる。さらに、第 1 項である $U_0^3 \cdot |U_0|$ は、 U_0 が正弦的に変動するので時間平均すると 0 になる。したがって、第一次近似として

$$\overline{i_s} = \frac{\epsilon_s C_D \rho}{\omega} [4U_1 \cdot U_0^2 \cdot |U_0| + \gamma U_0^4 \cdot |U_0|] \quad \dots (3.21)$$

を得る。

式(3.15)、(3.16)を式(3.21)に代入すると、最終的に、

$$\overline{i_s} = \frac{\epsilon_s C_D \rho}{\omega} \times$$

$$\overline{[4(u_1 + u_2 \cdot \cos 2\sigma t + u_{B0} \cdot \sin \sigma t + u_{B1}) \cdot U_0^2 \cdot |U_0| + \gamma U_0^4 \cdot |U_0|]}$$

$$= \frac{16\epsilon_s C_D \rho}{15\pi\omega} (5u_1 u_0^3 - 3u_2 u_0^3 + \frac{\beta}{\omega} u_0^5 + 5u_{B1} u_0^3)$$

$$\quad \quad \quad (-) \quad \quad (-) \quad \quad (+) \quad \quad (+)$$

$$\dots (3.22)$$

を得る。式(3.22)の右辺の各々の項の符号を各項の下側に記号で示した。すなわち、第 1 項 (負であることは岸向き) は入射波のドリフト流速による岸向きの底質移動、第 2 項は入射波の流速波形の非対称性による岸向きの底質移動を表している。海底勾配 (重力効果) による沖向き底質移動は第 3 項で表されている。そして、第 4 項が長周期波のドリフト流速の効果であり、底質移動の向きは重複波の空間的位相に対し、どの位置であるかによって u_{B1} の正負 (岸向き、沖向き) が決まる。

Bowen (1980) は、入射波だけが存在するとき ($u_{B0} = u_{B1} = 0$ のとき) の平衡海底断面形状を検討している。その結論によると、式(3.22)の第 3 項が第 1, 2 項とつりあって、正味の岸沖漂砂量が全域にわたり 0 になる。このような平衡海底断面上で式(3.22)を考えると、第 1 ~ 3 項が相殺し、結局

$$\overline{i_s} = \frac{16\epsilon_s C_D \rho}{3\pi\omega} u_{B1} \cdot u_0^3 \quad \dots (3.23)$$

となる。式(3.23)は平衡海底断面上の正味の漂砂量は長周期波のドリフト流速によって生じると言うことを意味する。別の言い方をすれば、長周期波のドリフト流速による漂砂量は、平衡海底断面からの摂動を生じさせるということである。

次に、式(3.23)のドリフト流速 u_{B1} を検討する。Bowen and Inman (1971) は、Hunt and Johns (1963) が理論的に導いた水平床上を進行する波のドリフト流速の結果を用いて、三次元の場の重複波のドリフト流速を示した。その結果を、二次元の重複波に適用すると、式(3.24)を得る。

$$u_{B1} = -\frac{1}{2\sigma_B} \left(3u_B \frac{du_B}{dx} \right) \quad \dots (3.24)$$

式(3.11)を式(3.24)に代入して一周期間の時間積分をすると、

$$u_{B1} = \frac{6C^2 \cdot \sigma_B^3}{g \cdot \beta^3} \cdot \frac{B(\xi)}{\xi^2} \quad \dots (3.25)$$

となる。ここに、

$$B(\xi) = -J_1(\xi) \cdot \left[J_0(\xi) - \frac{2}{\xi} J_1(\xi) \right] \quad \dots (3.26)$$

である。

関数 $B(\xi)$ を図-3.11 に無次元距離を横軸に取って示してある。反射定常波の波形を表す関数 $J_0(\xi)$ についてもスケール係数 5 で割って同じ図に示してある。式(3.22)に関連して既に述べたように、正味の浮遊砂の移動方向は、 u_{B1} の符号に依存し、 $u_{B1} > 0$ の領域では正味の移動方向は沖方向であり、 $u_{B1} < 0$ の領域ではその反対である。この特性から判断される浮遊砂の正味の移動方向を図-3.11 中に白抜き矢印で示した。白ぬき矢印の領域と反射定常波の波形 $J_0(\xi)$ の関係から、浮遊砂は反射定常波の腹の位置に集まり、そこに堆積して沿岸砂州を形成することが推察される。すなわち、沿岸砂州の位置は

$$\frac{dJ_0(\xi)}{d\xi} = 0 \quad \dots (3.27)$$

によって与えられる。ここで、 ξ の値は関数表から求めることができる。すなわち、

$$\xi = 3.383, 7.016, 10.173, 13.324, \dots \quad \dots (3.28)$$

あるいは、

$$\frac{4\sigma_B^2}{\beta} = 11.438, 49.224, 103.490, 177.530, \dots \quad \dots (3.29)$$

である。

この結果は、浜での反射波だけを考慮した Carter and Liu ら (1973) や Bowen (1980) の結論と同じである。しかし、その物理的意味が異なる。すなわち、従来の考え方では、長周期波の軌道流速そのものが底質の移動限界流速を越えなければならないのに対し、ここでの結論は底質が入射波の作用によって浮遊状態になり、それが長周期波のドリフト流速によって運ばれるということである。

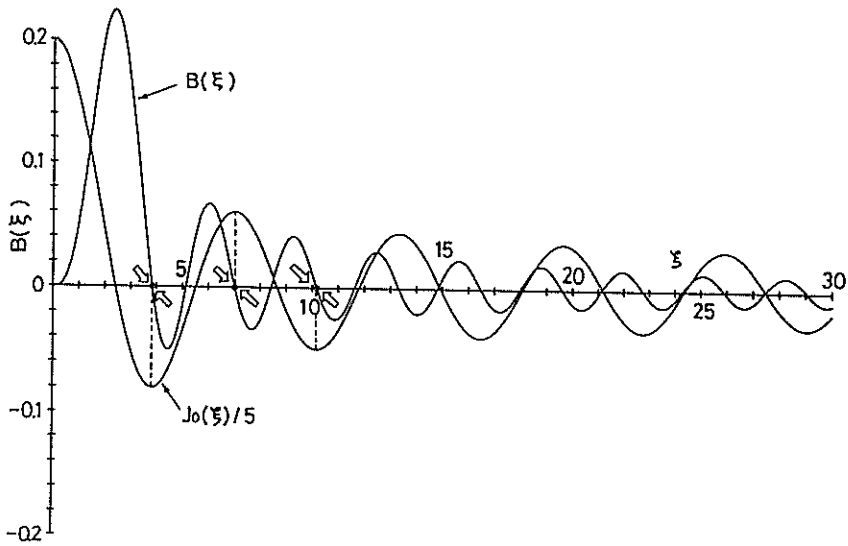


図-3.11 $B(\xi)$ と反射定常波の波形 ($J_0(\xi)$)

浮遊状態にある底質は、弱い流れでも運ばれるので、たとえ長周期波の軌道流速が移動限界流速を越えなくても沿岸砂州は形成されるといえる。この結論を得たことによって、従来の理論の第一の制約が緩和された。

石田・喜岡ら(1984)によると、羽咋海岸の海底の底質中央粒径は、砂州頂部で0.2mm以下、トラフで約3~4mmである。この事実、荒天時に浮遊状態で底質が運ばれて多段砂州が形成されるという本節の結論と矛盾しない。というのは、粒径の小さい底質ほど浮遊状態になり易いからである。

3.3.4 エッジ波との関連に関する若干の考察

前項では、反射定常波について理論的検討をおこなった。本項では、もう一つの長周期波であるエッジ波と多段沿岸砂州の関連について若干の理論的考察をおこなう。

Bowen and Inman(1971)は、重複エッジ波のドリフト流速のパターンが三次元的であることを考慮して、三日月砂州の成因を理論的に検討した。しかし、羽咋海岸の海底に形成されているような二次元性の強い多段の沿岸砂州成因を、重複エッジ波に求めることは、根本的に無理がある。ただし、Bowen and Inmanが指摘しているように、モード0のエッジ波のドリフト流速パターンは二次元的であるので、二次元的な砂州の形成に寄与している可能性はある。この場合は、一段の沿岸砂州にしかかなり得ないので、多段砂州の形成の原因には、やはりならない。つまり、多段沿岸砂州の成因として残された可能性は、進行モードのエッジ波となる。

そこで、一様海底勾配上の流速場を、浜に直角に入射する入射波と y 軸正の方向に進行するエッジ波が共存したものと仮定して、

$$\left. \begin{aligned} u &= U_0 + U_1 \\ v &= V_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.30)$$

$$U_0 = u_0 \cdot \cos \sigma t \quad \dots\dots\dots (3.31)$$

$$U_1 = u_1 + u_2 \cos 2\sigma t + u_{e0} \cdot \sin \sigma_e t + u_{e1} \quad \dots\dots (3.32)$$

$$V_1 = v_{e0} \cdot \cos \sigma_e t + v_{e1} \quad \dots\dots\dots (3.33)$$

とおく。ここで、エッジ波の軌道流速とドリフト流速は、それぞれ $u_{e0} \cdot \sin \sigma_e t$ と $v_{e0} \cdot \cos \sigma_e t$ 、および u_{e1} と v_{e1} であり、 σ_e はエッジ波の角周波数である。

u, v の合成流速を

$$w = (u^2 + v^2)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (3.34)$$

とおき、合成流速方向への浮遊砂量を、式(3.17)と同様に

$$i_{sw} = \frac{\epsilon_s \cdot C_D \cdot \rho w^2 \cdot |w|}{\omega - w \cdot \beta \cdot \cos \phi} \quad \dots\dots\dots (3.35)$$

で評価する。式(3.35)において、 $\beta \cdot \cos \phi$ は合成流方向の海底勾配であり、 u, v を用いて、次式で表現できる。

$$\cos \phi = \frac{u}{(u^2 + v^2)^{1/2}} = \frac{u}{w} \quad \dots\dots\dots (3.36)$$

式(3.36)を式(3.35)に代入し、浮遊砂量の x 成分 (沖方向成分) と y 成分 (沿岸方向成分) を求めると、

$$i_{sx} = i_{sw} \cdot \frac{u}{w} = \frac{\epsilon_s \cdot C_D \cdot \rho \cdot w^3 \cdot u}{\omega} \cdot [1 - \gamma u]^{-1} \quad \dots\dots\dots (3.37)$$

$$i_{sy} = i_{sw} \cdot \frac{v}{w} = \frac{\epsilon_s \cdot C_D \cdot \rho \cdot w^3 \cdot v}{\omega} \cdot [1 - \gamma u]^{-1} \quad \dots\dots\dots (3.38)$$

となる。

式(3.34)に、式(3.30)を代入して微小項を省略した

$$w = |U_0| \cdot \left[1 + \frac{U_1}{U_0} + \frac{1}{2} \left(\frac{V_1}{U_0} \right)^2 \right] \quad (3.39)$$

の関係と式(3.19)を、式(3.37)、(3.38)に代入すると、

$$i_{sx} = f_1 \left\{ U_0^3 \cdot |U_0| \cdot (\gamma U_0)^l \cdot \left(\frac{U_1}{U_0} \right)^m \cdot \left(\frac{V_1}{U_0} \right)^n \right\} \quad \dots\dots\dots (3.40)$$

$$i_{sy} = f_2 \left\{ U_0^3 \cdot |U_0| \cdot (\gamma U_0)^l \cdot \left(\frac{U_1}{U_0} \right)^m \cdot \left(\frac{V_1}{U_0} \right)^{n+1} \right\} \quad \dots\dots\dots (3.41)$$

$$\left. \begin{matrix} l \\ m \\ n \end{matrix} \right\} = 0, 1, 2, 3, \dots\dots\dots$$

を得る。ここで、 γU_0 と U_1/U_0 および V_1/U_0 の値は 1 より小さいので、微小項を省略する。すなわち、式(3.40)に対しては $l+m+n \geq 2$ となる項、式(3.41)に対しては $l+m+n+1 \geq 2$ となる項を省略する。さらに、時間平均をとると最終的に

$$\overline{i_{sx}} = \frac{\epsilon_s C_D \rho}{\omega} [4U_1 \cdot U_0^2 \cdot |U_0| + \gamma U_0^4 \cdot |U_0|] \quad \dots\dots\dots (3.42)$$

$$\overline{i_{sy}} = \frac{\epsilon_s C_D \rho}{\omega} [U_0^2 \cdot |U_0| \cdot V_1] \quad \dots\dots (3.43)$$

を得る。

正味の浮遊砂量の岸沖成分を表す式(3.42)は、反射定常波のときの式(3.21)と、結果として (第一近似のレベルでは) 同じになる。式(3.31)、(3.32)の U_0 と U_1 が、反射定常波の場合と同型であるので、式(3.42)は式(3.22)、(3.23)と同様な変形を経て、前項と同じ結論に達することが容易に推察できる。すなわち、岸沖方向正味の浮遊砂移動は、エッジ波の腹の位置に集まるように生じる。

一方、正味の沿岸方向浮遊砂量式(3.43)に式(3.31)、(3.33)を代入すると、

$$\overline{i_{sy}} = \frac{4}{3\pi} \cdot \frac{\epsilon_s C_D \rho}{\omega} v_{ei} \cdot u_0^3 \quad \dots\dots\dots (3.44)$$

となる。ここで、 v_{ei} は進行エッジ波の y 方向 (沿岸方向) ドリフト流速である。ただし、その値は x だけの関数であり y には依存しない。また、風波が浜に直角に入射するとの仮定により、 U_0 も x だけの関数であり、 y には依存しない。したがって、沿岸方向正味の浮遊砂量は岸沖方向だけに分布を有する二次元的なものであるといえる。

以上の $\overline{i_{sx}}$ 、 $\overline{i_{sy}}$ についての考察から、進行エッジ波も多段沿岸砂州を形成しうることが明らかとなった。解析対象とした石川県羽咋海岸は、延長約60kmの直線状の海岸であるので、もしエッジ波が存在するならば重複モードとはならず進行モードであるので、進行エッジ波を多段沿岸砂州の成因とすることの不都合も特にない。

羽咋海岸の3～4段の多段砂州の成因を進行エッジ波に求めるならば、エッジ波はモード3～4以上の高モードでなければならない。ここで、留意したいことは、3.3.1で述べたように、モード3以上のエッジ波と反射定常波の波形の岸沖分布が極めてよく似ていることであり、したがって、それらの物理特性も類似したものであるということである。三次元的な波であるエッジ波について、さらに詳細な検討をすることは大変複雑になるので、この類似性を救いとし、二次元的な波である反射定常波との関連で、次節以降さらに詳細な考察を行う。

3.4 羽咋海岸の多段沿岸砂州と長周期波の解析

3.4.1 多段沿岸砂州の特性

羽咋海岸の測点 No. 29から No. 38の領域 (図-3.14参照) の過去の多段沿岸砂州の位置を、1963年9月、1967年9月、1968年5月、1972年6月、1982年8月に撮影された航空写真から読み取り、図-3.12に重ねて示した。便宜上、沿岸砂州を通常とは逆に沖から順番に番号を付してある。羽咋海岸では、汀線にほとんど平行な4段の砂州が常に形成されていて、岸沖方向の間隔は、沖側ほど広がっている。ただし、汀線から各々の砂州の位置までの距離は年によって異なり、例えば、第1砂州の位置は、1968年5月に最も沖側にあるのに対して、1967年

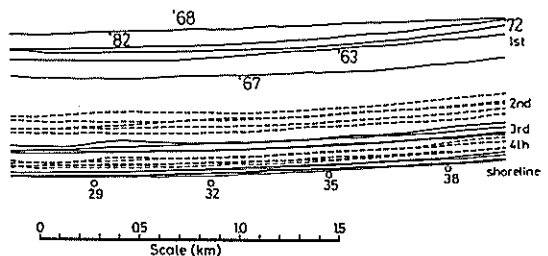


図-3.12 航空写真から読み取った多段沿岸砂州の位置

9月では約250m岸側に移動したところにある。

各年の第4砂州から第1砂州までの距離を代表長さに取り、汀線位置、第2、3砂州の位置を図-3.13に無次元表示した。このように無次元化すると、砂州の位置は何れの年もほぼ一致し、汀線は-0.10, 第2砂州は0.13, 第3砂州は0.36となっている。しかし、理論式(3.29)を用いると、それらの値は-0.07, 0.23, 0.55と計算され、図-3.13の結果とは異なる。

砂州の岸沖間隔が、実測値と理論値で異なるのは、理論の1様勾配の仮定が必ずしも妥当でないことが考えられる。そこで、海底地形について調べることにする。羽咋海岸の深淺測量は、これまでに1回だけ1983年の2月～3月に実施されている(図-3.14)。

砂州位置の空間分布を調べるために、沿岸方向200m間隔の断面地形から、砂州頂部、トラフ底の位置を読み取り、各々を黒丸、白丸で図-3.15にプロットした。もっとも沖側の第1砂州の頂部は、No. 19地点で汀線から約650m沖に存在するが、沿岸右方向に行くに連れて汀線か

らの距離は直線的に増大し、沿岸方向に8 km離れたNo. 59地点では約890m沖になる。そして、No. 59地点より右側の領域には存在しない。第2砂州の頂部も徐々に沖に遠ざかり、No. 50地点で図中2nd-1, 2nd-2で示した2つ

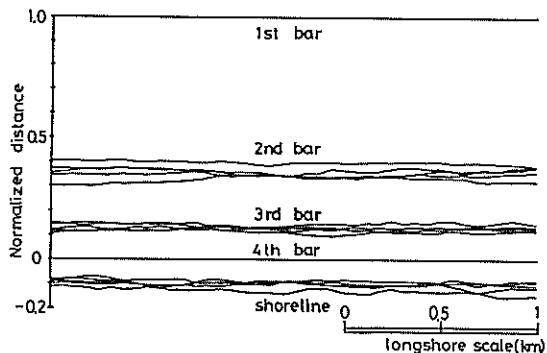


図-3.13 航空写真から読み取った多段沿岸砂州の無次元位置

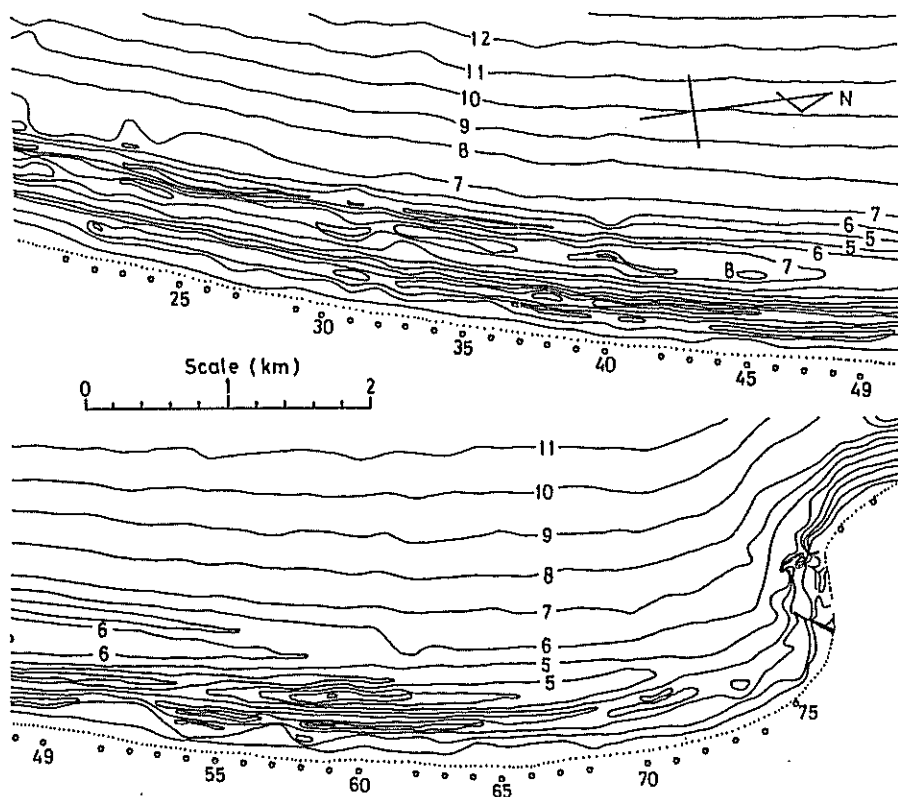


図-3.14 羽咋海岸の深淺図 (1982年2～3月, 石川県測量)

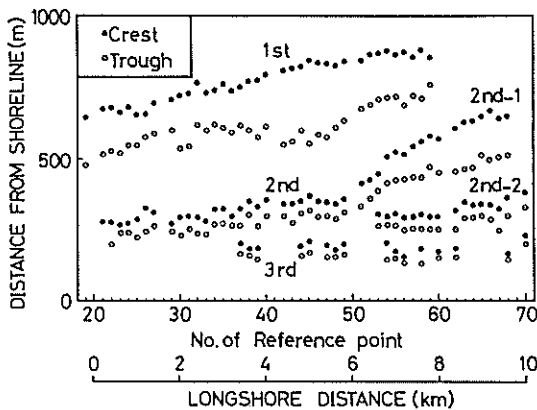


図-3.15 汀線から砂州頂部, トラフまでの距離の沿岸方向分布

の砂州に分岐する。この地点より2nd-1砂州は急激に汀線からの距離が増大するのに対し、2nd-2砂州の離岸距離はほとんど変化しない。第3砂州は空中写真では沿岸方向に連続して存在するが、深淺図では全ての断面に認められるわけではなかった。また航空写真には常に4段の沿岸砂州が認められたことも異なる。深淺測量は時化が連続して生じる冬季の直後に実施されたのに対し、航空写真はすべて海象の緩やかな期間に実施されたことと関係しているのかも知れない。と言うのは、汀線に最も近い砂州は、穏やかな海象時に形成されたものであり、それが荒天時に形成された砂州地形に重なっているという可能性があるからである。しかし、このことを確認する資料はない。

第1砂州と第2砂州の間のトラフ(第1トラフ)の位置も基準点番号が大きくなるに連れて沖方向に遠ざかる。図-3.16は、第1トラフの水深を基準点No. 21~No. 49の範囲について示したものである。この範囲の水深は約8mで、ほとんど一定である。基準点No. 49より右側の領域の水深はやや浅くなる。図-3.15のトラフ位置の離岸距離とトラフ水深のデータを組み合わせると、もっとも沖側のトラフまでの平均海底勾配は、基準点番号が大きくなる沿岸方向に徐々に緩やかになると言える。

羽咋海岸の海底断面地形の概略を知るために、沿岸方向2 km間隔の5地域について、200m間隔で連続する3測線の海底断面を点線で重ねて図-3.17に示した。各々の地域の連続する3測線の海底断面はよく似ているので、それらの平均海底断面を実線で示してある。各平均海底断面には、2~3段の沿岸砂州が認められ、スケールは

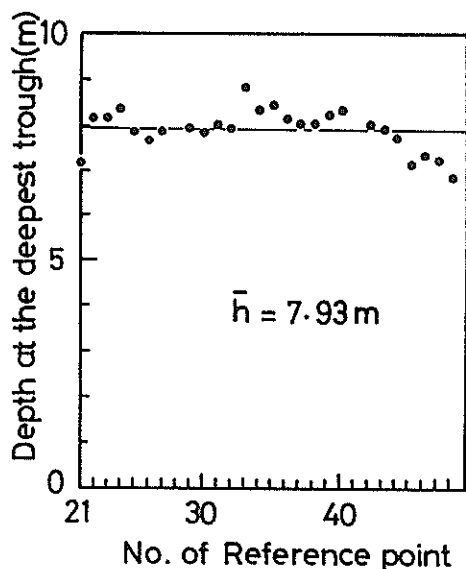


図-3.16 第1トラフの水深の沿岸方向分布

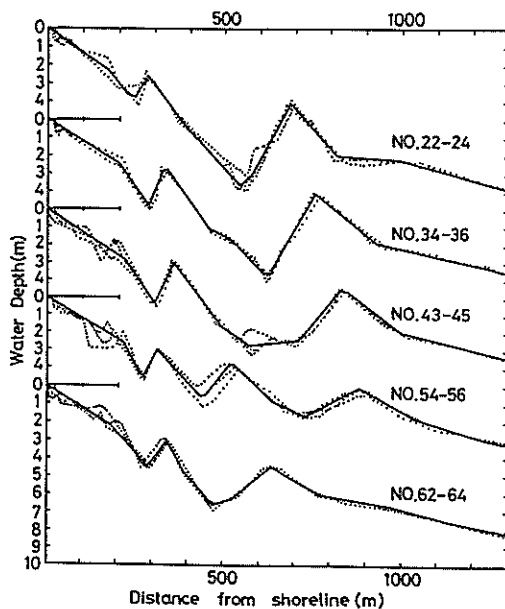


図-3.17 羽咋海岸の代表的な海底断面

沖ほど大きい。

このように、羽咋海岸の海底地形は沿岸方向に必ずしも一様ではないし、断面が複雑であるので、二次元一様勾配上の反射定常波の理論を適用するのは、やや無理が

ある。例えば、第1と第2砂州間のトラフは水深が深いので、反射定常波の波長が長くなり、その結果腹の位置が沖方向に移動する。したがって、羽咋海岸の海底地形上の長周期の反射定常波の波形を数値的に求める必要が生じる。

3.4.2 複雑な海底断面上の反射定常波

図-3.17に実線で近似した代表5断面上の反射定常波

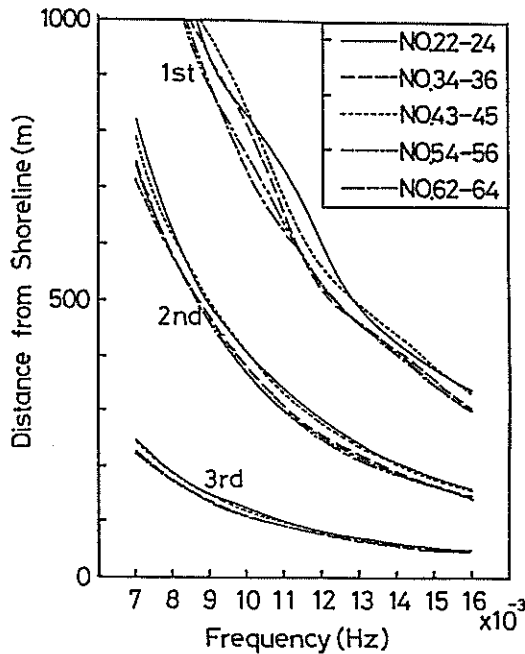


図-3.18 多段砂州上の反射定常波の腹の位置と周波数の関係

について、水口・苅部ら(1983)の方法によって、計算機を用いて数値的に波形と軌道流速を計算した。

図-3.18は、数値解の結果に基づき、汀線から反射定常波の腹の位置までの距離と反射定常波の周波数の関係を各代表断面について示したものである。この図より、反射定常波の腹の位置と周波数の関係は、各断面形状が異なるにもかかわらず、ほぼ一致することが分かる。この結果は、逆に、海底に形成されている多段の沿岸砂州の位置は断面によって異なるにもかかわらず、反射定常波の分散関係に及ぼす影響は軽微であるということを示している。なお、Kirby and Dalrympleら(1981)は、任意の海底地形上のエッジ波の波長を計算する数値計算モデルを開発した。彼らは、そのモデルを利用して、多段沿岸砂州上のエッジ波の計算をし、砂州地形はエッジ波の分散関係にほとんど影響を及ぼさないことを示した。

図-3.17の各代表断面地形と図-3.18の腹の位置に対応する5断面の平均曲線を利用することによって、第一砂州と反射定常波の腹の位置が一致する周波数を求めることができる。このときの周波数を、以下に砂州形成周波数と称することとする。図-3.19(a)~(e)は、この様にして求めた砂州形成周波数の反射定常波の波形及び流速波形各代表断面とともに示したものである。何れのケースにおいても、第一砂州、第二砂州の位置と反射定常波の腹の位置(あるいは流速0の位置)が一致していることが分かる。ここで強調しておきたいことは、求めた砂州形成周波数が、図-3.5に示した505ケースの平均スペクトルに認められる低周波数側のピーク周波数に一致するということである。

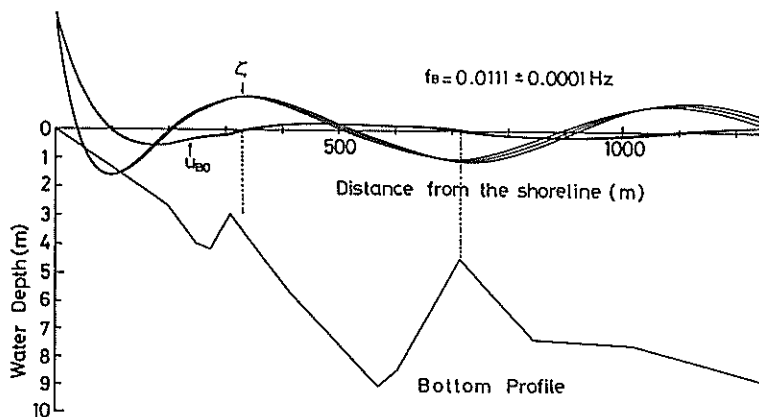


図-3.19(a) 代表海底断面 (No.22-24) と反射定常波の波形の比較

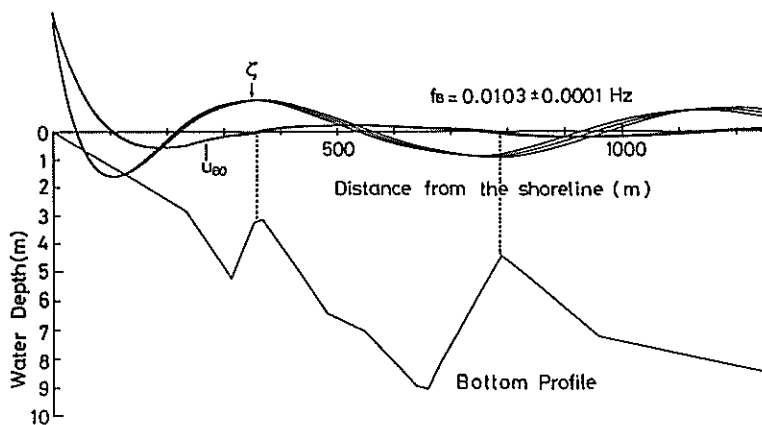


図-3.19(b) 代表海底断面 (No. 34-36) と反射定常波の波形の比較

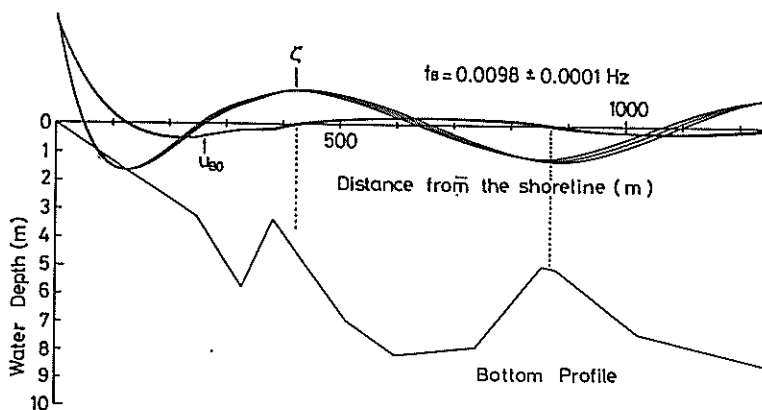


図-3.19(c) 代表海底断面 (No. 43-45) と反射定常波の波形の比較

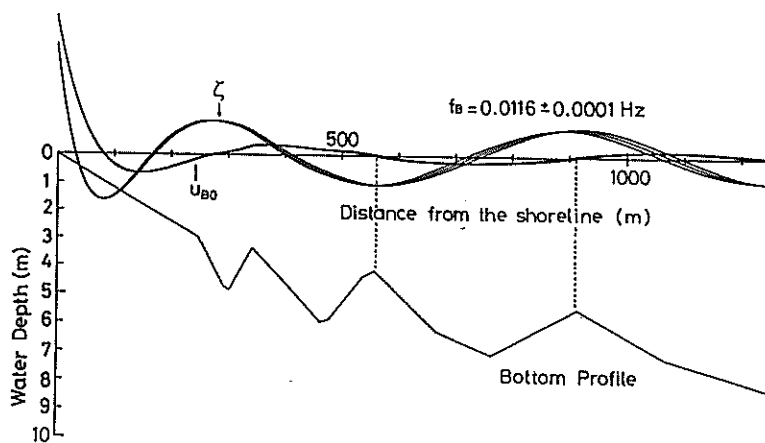


図-3.19(d) 代表海底断面 (No. 54-56) と反射定常波の波形の比較

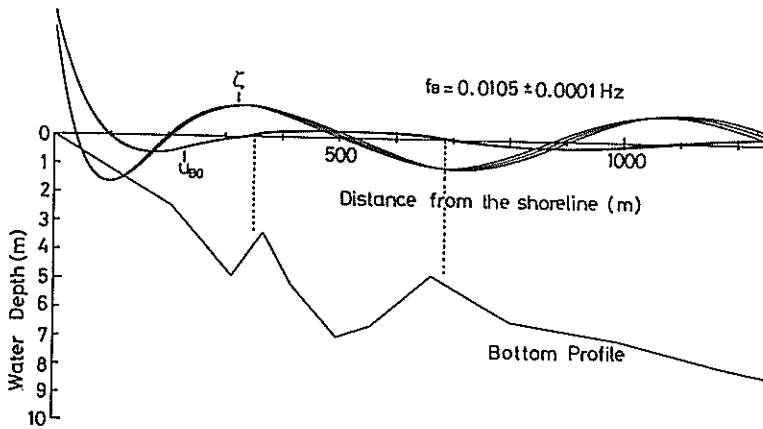


図-3.19(e) 代表海底断面 (No.62-64) と反射定常波の波形の比較

基準点 No. 21~No. 48の各測線上の第1砂州形成位置 (図-3.15参照) と図-3.18を用いて、各々の断面上の砂州形成周波数を決定することができる。砂州形成周波数が決定されると、再度図-3.18を用いて第2、第3砂州の位置に対応すると推察される反射定常波の腹の位置が計算できる。図-3.20は、この様にして求めた砂州の位置を横軸に取り、縦軸に実際の第2、第3砂州の位置を取って比較したものである。図中の実線は、計算値と実測値が一致する関係である。図-3.20より、計算値は第2砂州に対して約50m沖側、第3砂州に対して約70m岸側になる傾向があるものの、全てのデータは直線の近くにプロットされているといえる。

すなわち、羽咋海岸の多段砂州の位置は沖波波長スペクトルに確認できる長周期周波数に対応した反射定常波の腹の位置と一致している。

3.4.3 海底勾配と砂州形成周波数との関係

基準点番号が大きくなる沿岸方向に、砂州の位置は徐々に沖方向にシフトしているのが、前項で述べた方法によって求めた反射定常波の砂州形成周波数は測線毎に異なる。本項では、基準点 No. 21~No. 48の範囲について、砂州形成周波数の変化の特性を調べる。

各測線上の砂州形成周波数を図-3.21に白丸で示す。砂州形成周波数は沿岸方向に (基準点番号が増加する方向)、直線的に減少することがこの図より分かる。この領域の平均砂州形成周波数は0.0105Hzであり、図-3.5に示した505ケースの平均スペクトルに認められる低周波数側のピーク周波数に一致する。最小自乗法によって、周波数が減少する特性を直線近似 (図中破線) すると、

$$f_B = -2.66 \times 10^{-4} \cdot y + 1.11 \times 10^{-2} \text{ (Hz)} \quad (3.45)$$

となる。ここで、 f_B は砂州形成周波数 (Hz)、 y は基準点番号 No. 21からの沿岸方向距離 (km) である。

各測線上の汀線から第1トラフまでの平均海底勾配も、図-3.21に黒まるでプロットしてある。若干のデータのバラツキがあるものの、平均海底勾配もまた基準点 No. 21から No. 49にかけて小さくなることが認められる。この傾向も最小自乗法によって直線近似すると、

$$\beta = -3.51 \times 10^{-4} \cdot y + 1.47 \times 10^{-2} \quad \dots\dots\dots (3.46)$$

となる。ここで、 β は平均海底勾配である。

式(3.45)、(3.46)から y を消去すると、

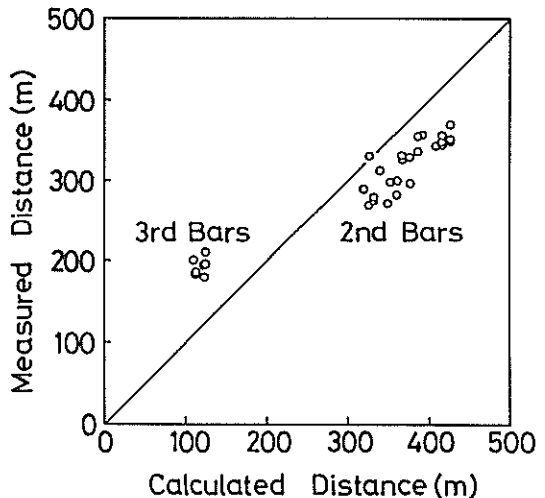


図-3.20 第2、第3砂州の位置についての計算値と実測値の比較

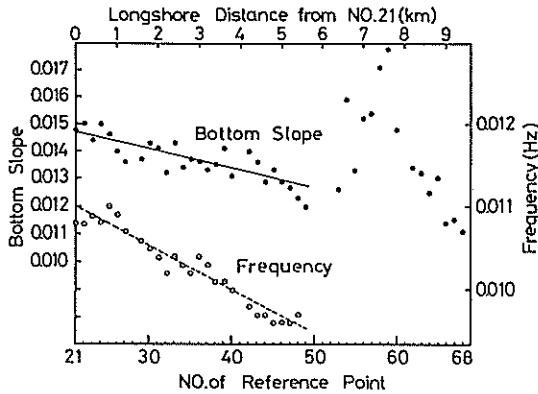


図-3.21 砂州形成周波数と平均海底勾配の沿岸方向分布

$$\beta = 1.32 \cdot (f_B + 1.4 \times 10^{-4}) \quad \dots\dots\dots (3.47)$$

となる。砂州形成周波数 f_B の値は0.01Hzのオーダーであるので、定数 1.4×10^{-4} は f_B と較べて無視することができる。したがって、海底勾配と砂州形成周波数の近似的な関係として

$$\beta / f_B = 1.32 \quad \dots\dots\dots (3.48)$$

を得る。

Shuto (1972) が理論的に導いた、一様勾配の斜面の先に一定水深を有する海底断面上の重複波の碎波限界式 (3.12), (3.13) に式 (3.48) を代入すれば、

$$H_{BC} = 0.865 \cdot [J_0^2(x) + J_1^2(x)]^{1/2} \quad \dots\dots (3.49)$$

$$x = 3.041 \cdot h_H^{1/2} \quad \dots\dots\dots (3.50)$$

となる。図-3.22は、 H_{BC} と h_H の関係を式 (3.49), (3.50) に基づいて示したものである。

Shuto の理論の一様水深を、羽咋海岸の海底断面でいかにとればよいか明確でない。図-3.16によれば、平均海底勾配を定義した第1トラフの水深は8m前後である。第1トラフの沖側に沿岸砂州が存在するので、 h_H として8mを使用するのが適切かどうか分からない。しかし、図-3.22によると、水深8m付近で h_H をどの様に設定しても H_{BC} の値は余り変化しないようである。そこで、 $h_H = 8m$ とすると、式 (3.49), (3.50) より、

$$H_{BC} = 0.23(m) \quad \dots\dots\dots (3.51)$$

となる。

図-3.8で示したように、有義波高が2m以上の場合、水深20.16mで発生頻度をもっとも多い長周期波の波高は0.16mである。このデータをもとに水深8mにおける長周

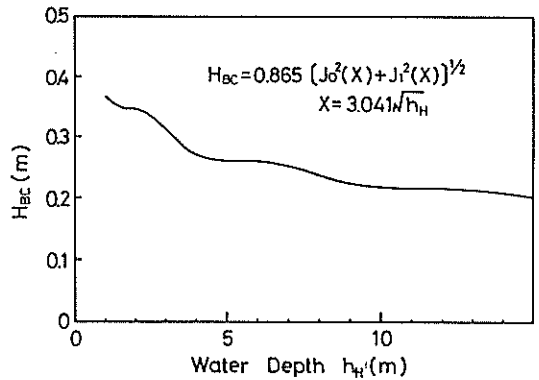


図-3.22 反射定常波の碎波限界波高と水平床部水深の関係

期波の波高を見積る。式 (3.3) より、入射波の浅水変形による波高変化を無視すると、水深8m地点の長周期波の波高 (H_{B8}) と水深20.16mの長周期波の波高 (H_{B20}) の比は、

$$\frac{(\zeta_{rms})_8}{(\zeta_{rms})_{20}} = \frac{H_{B8}}{H_{B20}} = \frac{(H_s + 20.16)^{1/2}}{(H_s + 8)^{1/2}} \quad (3.52)$$

となる。したがって、水深20.16mの長周期波の波高として $H_{B20} = 0.16m$ を、入射波の波高として $H_s = 2 \sim 4m$ を式 (3.52) に代入すると、最終的に

$$\begin{aligned} H_{B8} &= (1.42 \sim 1.49) \cdot H_{B20} \\ &= 0.23 \sim 0.24 \text{ meter} \quad \dots\dots\dots (3.53) \end{aligned}$$

を得る。

式 (3.51) と式 (3.53) より、羽咋海岸の海底断面上の長周期の反射定常波の碎波限界波高は、羽咋海岸の水深8mでもっとも発生頻度の高い長周期波の波高と一致していることが分かる。すなわち、羽咋海岸では平均海底勾配 β 、砂州形成周波数 f_B と水深8mの長周期波の最頻波高 H_{B8} の関係は、Shuto (1972) が理論的に導いた長周期波の斜面上の碎波限界波高 (完全反射定常波となり得る限界) の条件を満たしている。

この結論を得たことにより、従来の理論の第二の制約が緩和されたことになる。すなわち、長周期波のエネルギーが狭い周波数帯に集中していなくても、碎波という機構によって砂州形成の周波数選択が起こるといことである。

3.5 解析結果の考察

Carter and Liu ら (1973) の理論解によると、反射率 R が0.414より小さい場合、部分重複波のドリフト流速 U_{B1} の方向は全ての領域で入射波の方向と同じになる。逆に、

Bowen (1980) は反射率が大きい状態で形成される定常波ほど、砂州地形の規模を発達させることを理論的に示した。これらの従来の研究を考慮に入れると、多段沿岸砂州は部分重複波のもとではその形状が維持できず、場合によってはなくなってしまうことが推察できる。

羽咋海岸では、最頻波高の長周期波のうち、砂州形成周波数より高周波数のものは碎波し、それらは砂州を形成することが出来ないで、砂州を形成し得る長周期波は、砂州形成周波数以下のものであるといえる。そして、図-3.5によると、砂州形成周波数(約0.01Hz)以下のパワーは、周波数が小さくなるほど小さい。それ故、砂州形成周波数の反射定常波が砂州形成に最大の影響を及ぼすことになり、砂州の位置は砂州形成周波数の反射定常波によって決定されると推察される。

同じことは別の考察からも推察できる。写真-3.1を詳しく見ると、写真の色調は砂州頂部の位置においてトラフの暗い色調から明るい色調に急変し、徐々に沖方向に暗くなっている。これは、トラフから沖側の砂州に向かって急激に水深が浅くなり、そして砂州の沖側の斜面が徐々に深くなっているという水深変化に対応している。この水深変化の特徴は、図-3.17の海底断面にも認められる。反射定常波の腹の位置は周波数が小さくなるにつれて沖方向にシフトするというを考慮すると、砂州の岸側が急勾配になっているのは、砂州形成周波数より高周波数の成分は砂州形成に寄与しておらず、逆に沖側がなだらかになっていることは、砂州形成周波数より低周波数成分がパワーの減少を伴いながら影響を及ぼしているため考えられる。

結局、長周期波の波高と海底勾配に依存する砂州形成周波数が、砂州の形成位置を決める重要なファクターとなる。したがって、もし長周期波の波高が変化せず平均海底勾配が変化すると、砂州の位置も変化することになる。

前節では、基準点番号 No. 49より左側の領域の多段沿岸砂州について議論した。基準点番号 No. 50より右側の領域では、図-3.21に示したように、汀線から2nd-1と2nd-2の間のトラフまでの平均海底勾配は基準点番号 No. 58でもっとも急になる。さらに右側の海浜では海底勾配は急激に緩やかになる。長周期波の波高が沿岸方向に変化しないと仮定すれば、式(3.48)より、海底勾配が減少すると砂州形成周波数も小さくなり(その結果波長が長くなり)、砂州形成位置の離岸距離が大きくなる。したがって、基準点番号 No. 58より右方向に海底勾配が急激に小さくなることと、図-3.21中の2nd-1の砂州位置が急激に沖方向にシフトしていることが対応している。基

準点番号 No. 53と No. 59の間の領域では、4段の多段砂州が形成されている(図-3.21)。この領域は右側から左側、あるいは左側から右側への遷移領域と見なし得る。

航空写真では4段の多段沿岸砂州が確認できたのに対し、深淺図では3段であった。この違いが何に起因するかは、よく分からない。一般に波の穏やかな時期には前浜部に堆積が生じ、汀線付近の勾配が急になり、波の大きな時期には前浜が侵食され勾配が緩やかになることが知られている(加藤ら, 1987)。すなわち、長周期波の碎波限界周波数は静穏期には高く(周期が短く)なり、荒天期には小さく(周期は長く)なる。したがって、もしたまたま大きな波が静穏期に襲えば、岸沖方向間隔の短い多段沿岸砂州が形成される。このことが、波の穏やかな夏期の航空写真に4段の多段沿岸砂州が認められる一因になっているのかも知れない。

最後に、砂州地形と長周期波の干渉について、従来の理論を参照しながら考察を加えておく。

Kirby and Dalrympleら(1981)は、多段砂州上のエッジ波の特性を数値計算により検討し、沿岸砂州はその位置にエッジ波の腹をトラップする機能があることを示した。この結果は、よく発達した砂州の存在する海底断面は、重複エッジ波の波形に影響を与え、その結果 self-maintenance の機構が存在し得る可能性を示しているようであるが、残念ながら振幅を無次元表示しているためエッジ波の地形との共振についての説明はなされていない。

Symonds and Huntleyら(1982)は、入射波の碎波点が波の連なりの繰返し周期で岸沖方向に変動することを考慮して、碎波帯内の wave set-up の時間変動を理論的に検討し、長周期波発生原因となる可能性を示した。Symonds and Bowen(1984)はこの理論を汀線に平行な沿岸砂州地形に適用し、碎波帯内に形成される定常波の2つの共振モードについて検討した。その一つは、砂州上に長周期波の波形の節が来るものであり、もう一つは砂州上に腹が来るものである。彼らの結果によると、前者のモード(本章での考察より、砂州を侵食するモード)は砂州地形によって共振が抑えられる。一方、後者のモードは砂州地形を発達させるものであり、地形との共振により波高が大きくなる(半波長共振)。

Kirby and Dalrympleら(1981)、Symonds and Bowenら(1984)の理論では、長周期波は浜で完全に反射されることを前提としている。これまでに検討したように、羽咋海岸の砂州形成周波数より小さい周波数の長周期波は浜で碎波せず完全に反射される。したがって、砂州形成周波数以下の周波数の長周期波が砂州地形を発達

させることが可能であるといえる。

つまり、羽咋海岸の多段砂州は砂州形成周波数の反射定常波により形成され、Symonds and Bowen(1984) が示した汀線と砂州との間に共振モードの定常波(半波長共振)によってさらに発達(positive feed back system)したものであると考えられる。

3.6 結 論

多段沿岸砂州の成因を明らかにするために、理論検討を試み、羽咋海岸の波浪と砂州地形のデータ解析を行った。この章で得た主な結論は以下の通りである。

- (1) 日本の海岸線に沿った航空写真を調べたところ、もっとも二次元的な多段沿岸砂州が石川県羽咋海岸に形成されていることが分かった。
- (2) 羽咋海岸では、周期約100sの長周期波が入射波と共存している。長周期波の波高と入射波の波高の比は、合田の経験式と一致する。
- (3) 羽咋海岸では、荒天時の漂砂形態は浮遊砂が掃流砂に比べて卓越する。
- (4) Bowen(1980)と同様の解析により、長周期の反射定常波と入射波が共存する場の正味の浮遊砂量式を理論的に導いた(式(3.22))。この式に基づき、入射波によって浮遊状態になった底質が反射定常波のドリフト流速によって反射定常波の腹の方向に運ばれ堆積し、多段沿岸砂州を形成することを示した。
- (5) 羽咋海岸の多段沿岸砂州の位置は、有義波高2m以上の平均スペクトルのエネルギーピークである周期100sの反射定常波の腹の位置と一致する。
- (6) 羽咋海岸では平均海底勾配 β 、砂州形成周波数 f_B と水深8mの長周期波の最頻波高 H_{B0} の関係は、Shuto(1972)が理論的に導いた長周期波の斜面上の碎波限界波高(完全反射定常波となり得る限界)の条件を満たしている。
- (7) 羽咋海岸の多段砂州は砂州形成周波数の反射定常波により形成され、発達したものである。

参考文献

- 1) 石田 昭・喜岡 渉・園部智司・出淵政人(1984) : 石川海岸における多段砂州の現地観測, 第38回土木学会年次学術講演会講演集, pp. 191-192.
- 2) 入江 功・灘岡和夫・近藤隆道・寺崎賢次(1984) : 重複波による防波堤前面での二次元的海底洗掘-底質の移動機構に注目した研究一, 港湾技術研究所報告, 第23巻, 第1号, pp. 3-52.
- 3) 加藤一正(1984) : 長周期波と多段砂州の成因について, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 441-445.
- 4) 加藤一正・柳嶋慎一・村上裕幸・末次広児(1987) : 汀線位置の短期変動特性とそのモデル化の試み, 港湾技術研究所報告, 第26巻, 第2号, pp. 63-96.
- 5) 河村三郎(1982) : 土砂水理学 1, 森北出版, 339p.
- 6) 合田良実(1975) : 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻, 第3号, pp. 59-106.
- 7) 高橋智晴・広瀬宗一・菅原一晃・橋本典明(1981) : 波浪に関する拠点観測10ヶ年統計(昭和45年~昭和54年), 港湾技術資料, No. 401, 711p.
- 8) 田中則男・小笹博昭・小笠原昭(1973) : 海浜変形調査資料(第1報)一航空写真による汀線変化の解析(東日本編)一, 港湾技術資料, No. 163, 95p.
- 9) 田中則男・小笹博昭(1974a) : 海浜変形調査資料(第2報)一航空写真による汀線変化の解析一, 港湾技術資料, No. 192, 106p.
- 10) 田中則男・沢本正樹(1974b) : 砂浜港湾周辺における海浜変形一航空写真による現状把握と海浜変形形態類型化の試み一, 港湾技術資料, No. 180, 121p.
- 11) 田中則男・小笹博昭・蜂須賀和吉・三好英一(1977) : 海浜変形調査資料(第3報)一航空写真による汀線変化の解析一, 港湾技術資料, No. 266, 156p.
- 12) 水口 優(1979) : 海岸工学におけるエッジ波, 水工学に関する夏期研修, 土木学会, B-4, 20p.
- 13) 水口 優・苅部好伸・堀田新太郎(1983) : 現地海浜における遡上波について, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 109-113.
- 14) 森口繁一・宇田川桂久・一松 信(1960) : 数学公式 III, 岩波全書, 298p.
- 15) Bagnold, R. A. (1962) : Autosuspension of transported sediment; Turbidity Currents, Proc. of the Royal Society of London, Series A, Vol. 265, pp. 315-319.
- 16) Bagnold, R. A. (1963) : Mechanics of marine sedimentation, in the Sea, Vol. 3, edited by M. H. Hill, Interscience, pp. 507-528.
- 17) Barousseau, J. P. and B. Saint-Guily(1981) : Distribution, characteristics and formation of crescentic bars in the Gulf of Lions, Oceanologica, Vol. 14, No. 3, pp. 297-304(in French).
- 18) Bowen, A. J. and D. L. Inman(1971) : Edge waves and crescentic bars, J. G. R., Vol. 76, No. 36, pp. 8662-8671.
- 19) Bowen, A. J. (1980) : Simple models of near-shore sedimentation; Beach profile and longshore bars, in the Coastline of Canada, Edited by McCann, S. B., Geological Survey of Canada, Ottawa, pp. 1-11.
- 20) Carter, T. G., P. L. -F. Lui and C. C. Mei (1973) : Mass transport by waves and offshore sand bedforms, American Society of Civil Engineers, Journal of Waterways, Harbors, and Coastal Engineering Division, WW2, pp. 165-184.
- 21) Davis, R. A. (1978) : Beach and nearshore zone, Coastal Sedimentary Environments, Edited by Davis, R. A., Springer-Verlag, New York, pp. 237-285.
- 22) Goda, Y. (1979) : A review on statistical interpretation of wave data, Report of PHRI, Vol. 18, No. 1, pp. 5-32.

- 24) Holman, R. A. , D. A. Huntley and A. J. Bowen (1978) : Infragravity waves in storm conditions, Proc. of 16th ICCE, pp. 268-284.
- 25) Holman, R. A. (1981) : Infragravity energy in the surf zone, J. G. R. , Vol. 86, No. C7, pp. 6442-6450.
- 26) Holman, R. A. and A. D. Bowen(1982) : Bars, bunks, and holes: Models for the generation of complex topography, J. G. R. , Vol. 87, No. C1, pp. 457-468.
- 27) Hom-ma, M. and C. Sonu(1962) : Rhythmic pattern on longshore bars related to sediment characteristic, Proc. of 8th ICCE, pp. 248-279.
- 28) Hotta, S. , M. Mizuguchi and M. Isobe(1981) : Observations of long period waves in the surf zone, Coastal Eng. in Japan, Vol. 24, pp. 41-76.
- 29) Hunt, J. N. and B. Johns(1963) : Currents induced by tides and gravity waves, Tellus, Vol. 15, No. 4, pp. 341-351.
- 30) Huntley, D. A. and A. J. Bowen(1973) : Field observation of edge waves, Nature, Vol. 243, No. 5403, pp. 160-162.
- 31) Huntley, D. A.(1976) : Long-period waves on a natural beach, J. G. R. , Vol. 81, No. 36, pp. 6441-6449.
- 32) Huntley, D. A. and A. J. Bowen(1978) : Beach cusps and edge waves, Proc. of 16th ICCE, pp. 1378-1393.
- 33) Huntley, D. A. , R. T. Guza and E. B. Thornton (1981) : Field observation of surf beat, 1. Progressive edge waves, J. G. R. , Vol. 86, No. C7, pp. 6451-6466.
- 34) Katoh, K. (1981) : Analysis of edge waves by means of empirical eigenfunctions, Report of PHRI, Vol. 20, No. 3, pp. 3-51.
- 35) Katoh, K. (1984) : Multiple longshore bars formed by long period standing waves, Report of PHRI, Vol. 23, No. 3, pp. 3-46.
- 36) Kirby, J. T. , R. A. Dalrymple and P. L-F. Lui (1981) : Modification of edge wave by barred-beach topography, Coastal Eng. , Vol. 5, No. 1, pp. 35-49.
- 37) Lamb, H. (1932) : Hydrodynamics, 6th ed. , Art. 185, 186, 260, Dover, New York.
- 38) Lau, J. and B. Travis(1973) : Slowly varying Stokes waves and submarine longshore bars, J. G. R. , Vol. 78, No. 21, pp. 4489-4497.
- 39) Munk, W. H. (1949) : Surf beats, Trans. A. G. U. , Vol. 30, No. 6, pp. 849-854.
- 40) Munk, W. H. (1962) : Long ocean waves, Chapter 18 of the Sea edited by M. H. Hill, Vol. 1, Interscience Pub. , pp. 647-663.
- 41) Ozasa, H. (1977) : Recent shoreline changes in Japan, -an investigation using aerial photographs -, Coastal Eng. in Japan, JSCE, Vol. 20, pp. 69-81.
- 42) Sasaki, T. and K. Horikawa(1978) : Observation of nearshore current and edge waves, Proc. of 16th ICCE, pp. 791-809.
- 43) Shi-Leng, X. (1981) : Scouring patterns in front of vertical breakwaters and their influence on the stability of the foundations of the breakwaters, Technische Hogeschool, Delft (Netherlands), 61p.
- 44) Short, A. D. (1975) : Multiple offshore bars and standing waves, J. G. R. , Vol. 80, No. 27, pp. 3838-3840.
- 45) Short, A. D. and P. A. Hesp(1982) : Wave, Beach and dune interactions in Southeastern Australia, Marine Geology, 48, pp. 259-284.
- 46) Shuto, N. (1972) : Standing waves in front of a sloping dike, Coastal Eng. in Japan, Vol. 15, pp. 13-23.
- 47) Sonu, C. J. (1968) : Collective movement of sediment in littoral environment, Proc. of 11th ICCE, pp. 373-400.
- 48) Sonu, C. J.(1972) : Comments on paper by A. J. Bowen and D. L. Inman, " Edge waves and crescentic bars", J. G. R. , Vol. 77, No. 33, pp. 6629-6633.
- 49) Suhayda, J. N.(1974) : Standing waves on beaches, J. G. R. , Vol. 79, No. 21, pp. 3065-3071.
- 50) Suhayda, J. N. (1975) : Determining infragravity wave spectra, Int. Symp. Ocean wave Meas. Annual. , 1, pp. 54-63.
- 51) Symonds, G. , D. A. Huntley and A. J. Bowen (1982) : Two-dimensional surf beat; Long wave generation by a time-varying breakpoint, J. G. R. , Vol. 87, No. C1, pp. 492-498.
- 52) Symonds, G. and A. J. Bowen(1984) : Interaction of nearshore bars with incoming wave groups, J. G. R. , Vol. 89, No. C2, pp. 1953-1959.
- 53) Tucker, M. J. (1950) : Surf beats: Sea waves of 1 to 5 minute period, Proc. Roy. Soc. , London, A. 202, pp. 565-573.
- 54) Wright, L. D. , B. G. Thom and J. Chappell (1978) : Morphodynamic variability of high-energy beaches, Proc. of 16th ICCE, pp. 1180-1194.

似(実線)した検定値を用いた。

②流速計・波高計……2成分電磁流速計, 容量式波高計を使用した。

③設置方法……………足場パイプを用いて4脚のやぐらをつくり, 浮遊砂濃度計はやぐらの外側にまた3台の電時流速計はやぐらの内側に鉛直方向に並べてそれぞれ流速の岸沖, 鉛直成分が測定できるように取り付けた。浮遊砂濃度計と電磁流速計の水平距離は1.0mである。このやぐらをダイバーによって碎波帯に運搬し, 浮遊砂濃度計と電磁流速計を結ぶ方向が汀線と平行になるように設置した。やぐらの水面下に相当する部分は4本の脚と, やぐらの転倒防止のために陸側につけた斜材だけである。

(2) 観測地点・観測概要

現地観測は, 図-4.3に示す茨城県大洗海岸の防砂小突堤の南約220mの水深D. L. 0m付近で, 1982年8月26, 27日に実施した。対象海岸の底質特性は中央粒径 $d_{50} = 0.24\text{mm}$, ふるい分け係数 $S_0 = 1.34$, 偏わい度 $S_k = 1.12$ である。

観測日を含む4日間の有義波高・周期(阿字ヶ浦, D. L. -30m), 潮位(大洗港)を図-4.4に示す。图中, A~E

が観測を実施した時間帯(以下A~Eと略記する)である。この間の入射波は, $(H_{1/3})_0 = 0.7 \sim 1.1\text{m}$, $(T_{1/3})_0 = 5.0 \sim 6.0\text{s}$, 観測点での波高は汀線に対してほぼ直角であり, 沿岸流はほとんど認められなかった。また, 海水温は $21^\circ\text{C} \sim 24^\circ\text{C}$ であった。

図-4.5は, 観測地点の詳細である。A~Dの観測は白ぬき記号で示された地点で, Eの観測は黒ぬり記号の地点でおこない, そのときの測定器の設置状況は図-4.1に示したとおりである。図-4.6は, Eの測定終了直後に図-4.5に示す測線に沿って測定した海底断面であり, 観測期間中の最高潮位(HWL), 最低潮位(LWL), 各観測時の潮位, 観測地点も合わせて示されている。

なお, 測定記録を調べた結果, $C_1 \sim C_{10}$ 素子と上方2台の電磁流速計はしばしば海面上に露出していたと判断されたので, これらについては解析の対象としなかった。

4.3 浮遊砂濃度と潮位の関係

図-4.7は, B, Dにおいて $C_1 \sim C_3$ (底面から15~20cm)で測定した浮遊砂濃度の一例である。これを見ると, Bでは濃度の低いときに C_1 の濃度が負になり, C_3 の濃度をもっとも高くなっている。これは発光受光素子のガラス面が検定時と異なることにより, 出力電圧にバイアスがかかっているためであろう。

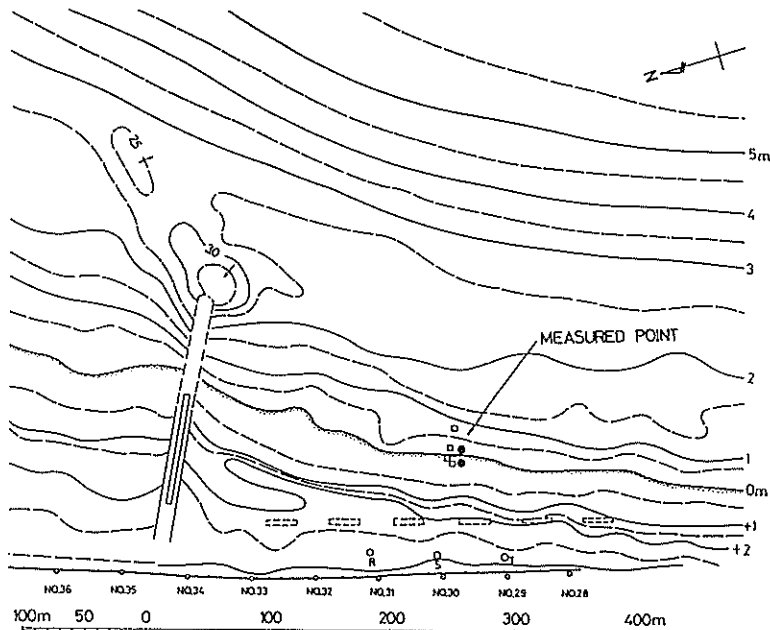


図-4.3 観測地点および周辺の海底地形(大洗海岸)

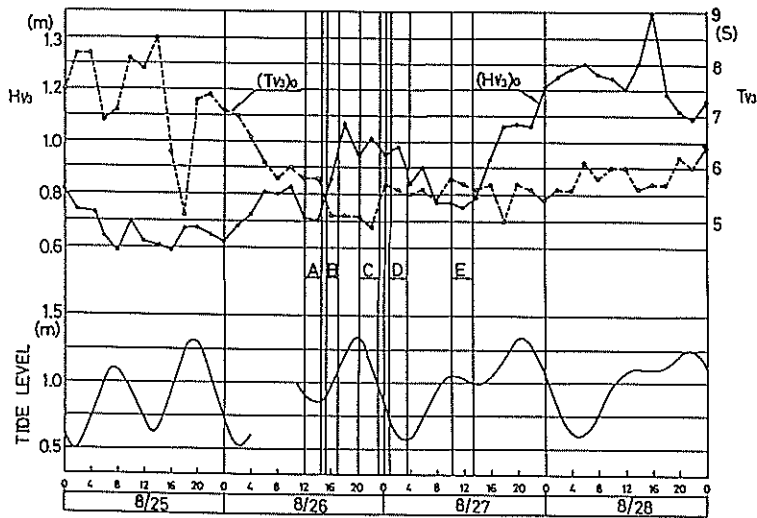


図-4.4 観測期間中の潮位、波高・周期

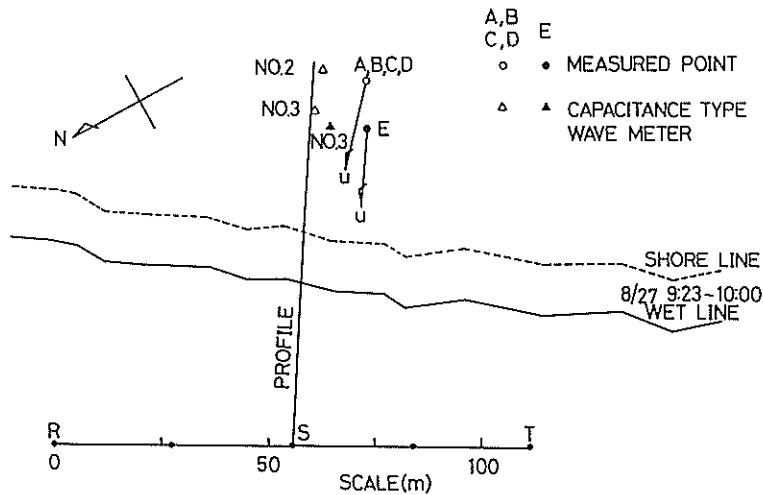


図-4.5 測定器の配置

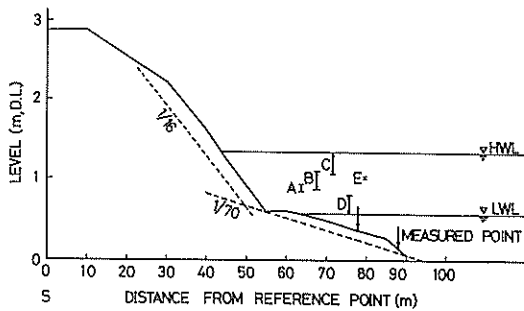


図-4.6 観測地点の海浜断面

図-4.7によると、概略20pptを越える状況がBの前半では3回発生し、Bの後半では0回である。これに対して、Dではきわめて頻繁に現れていることがわかる。そこで、C₁~C₃の濃度が10分間に概略20pptを越える頻度を全測定期間について調べ、図-4.8にプロットした。高濃度の発生頻度の高いのは、潮位の低いDの観測時間帯であり、10分間の発生頻度が40回前後である。一方、発生頻度のもっとも低いのは、Cの前半とEの観測時間帯であり、数回程度である。これらの時間帯は潮位が高い。そして、潮位が中期的な状態にある、A、BおよびCの後

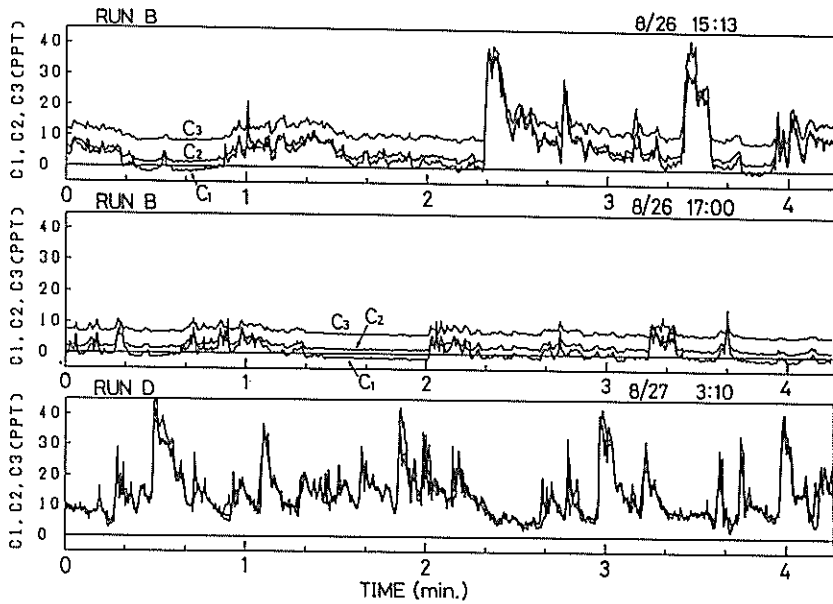


図-4.7 浮遊砂濃度の変動の一例

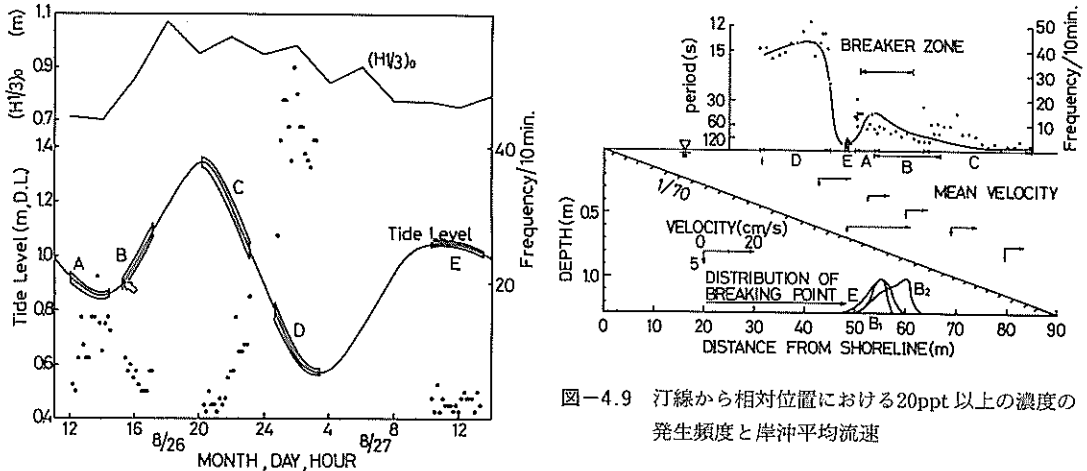


図-4.8 浮遊砂濃度20ppt以上の発生頻度(底面より15~20cm)と潮位、波高の関係

図-4.9 汀線から相対位置における20ppt以上の濃度の発生頻度と岸沖平均流速

半には、発生頻度が10回程度である。つまり、浮遊砂が高濃度になる頻度には、潮位と負の相関がある。

潮位の変動は、直接的には観測地点の水深の変化となり、その結果観測地点での波の特性が変化する。また、間接的には、汀線位置が変動することによって、観測地点の汀線からの相対的な位置が変化する。ここでは、後

者を考慮に入れ、汀線から観測地点までの相対距離を横軸に取って高濃度発生頻度を表示する。図-4.9の上段は、このような観点で20ppt以上の浮遊砂濃度の発生頻度をプロットしたものである。左側縦軸は10分間の発生頻度、右側縦軸はそれから計算した平均発生周期である。なお、海底勾配としては、図-4.6に破線で示す1/70とした。図中の実線は高濃度浮遊砂の発生頻度の岸沖分布を示したものであり、この実線を描くにあたってはさらに以下のことを考慮した。すなわち、図-4.8において沖波有義波

高は、B、D、Eの観測時では約0.9mであるのに対し、Aでは0.7m、Cでは1.1mとなっている。このことは、入射波はAではより岸側で、Cではより沖側で砕波することをそれぞれ意味している。したがって、A、Cの高濃度発生位置をB、D、Eと同列で見えるためには、Aを沖側に、Cを岸側にそれぞれシフトさせる必要がある。また、図-4.9の下段には砕波点位置の分布(後述)、岸沖平均流速を示してある。

図-4.9によると、高濃度発生頻度の岸沖分布には2つのピークが存在し、岸寄りのピーク(D)は高濃度発生の平均周期が12~16s程度になっている。同時に測定されたNo.2波高形の波形データをもとに、17分毎にゼロダウンクロス法で計算した有義波周期は $T_{1/3}=14.2\pm 1.6s$ となった。すなわち、波の周期とほぼ同じ周期で高濃度が発生していることになる。Dの時間帯が夜間であったために観測点周辺の状況が観察できなかったけれども、水深が50m前後であったことから観測点近傍に最終砕波が存在したと考えられる。一方沖側のピークは、ほぼ砕波帯内の位置に対応している。高濃度の発生周期は40s以上であり、明らかに入射波の周期より長い。

4.4 正味の浮遊砂量

ある断面を通過する岸沖方向の正味の浮遊砂量は、浮遊砂が流体と同じように移動すると仮定して

$$Q = \int_0^t \int_{-h}^0 C(z,t) \cdot U(z,t) dz \cdot dt \quad \dots\dots\dots (4.1)$$

で評価される。ここで、 $C(z,t)$ は浮遊砂濃度、 $U(z,t)$ は水平流速である。今回の測定では、鉛直方向の測定に限があるので、以下においては時間積分だけを考慮する。

まず最初に、岸沖方向および鉛直方向の平均流速について示す。流速計の設置位置は、底面から39cm(A~D)、8cm(E)である(図-4.1参照)。図-4.10は、各測定

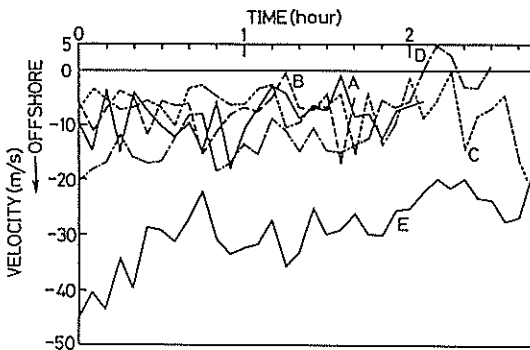


図-4.10 岸沖方向5分間平均流速の経時変化

時の岸沖流速の5分間平均流速の経時変化である。ただし、Dの後半は、潮位が最も低く流速計が海面上に露出することによるノイズが含まれる状態があったので、これをはずして平均流速を計算した。この結果によると、A、B、Cの時間帯の平均流速はほぼ-10cm/sで沖向きである。Dの時間帯は、前半に-15cm/s程度であるが、後半において0cm/s程度になっている。Eの時間帯では、最初に-40cm/s程度で沖向き流速であるのが、徐々に減少し後半には-25cm/s程度になる。

これらの平均流速を、鉛直平均流速とともに、汀線から測定点までの相対位置を考慮して図-4.9に示した。データ数が少ないので、砕波帯内の平均流速場の全体構造を示しているとは言い難い。しかし、砕波帯内の流速場について灘岡・近藤ら(1982)が実験水槽でレーザー・ドップラー流速計を用いて測定した結果と比較すると、入射波のトラフレベル以下の平均流速は沖向きであるという特徴は認められる。ただし、今回の鉛直流はすべての点において下向きとなっていた。

正味の浮遊砂量の計算には、気泡の混入の影響をほとんど受けていないと判断された C_0 の濃度値を用いる。ただし、図-4.7に見られるように、測定された浮遊砂濃度にはバイアスがかかった状態になっているので、ここでは各観測時間帯の最小濃度が0pptになるように全体をシフトさせる補正をおこなった。図-4.11は、式(4.1)の時間積分を $\Delta t=0.5s$ (0.1s間隔でAD変化した後0.5sで平均した値)のデータを用いて計算した浮遊砂fluxの累積値を示したものである。縦軸は浮遊砂fluxの累積値を岸向き正にとり、沿岸方向1m、鉛直方向0.1mの長方形断面を通過するとしたときの重量換算値である。この

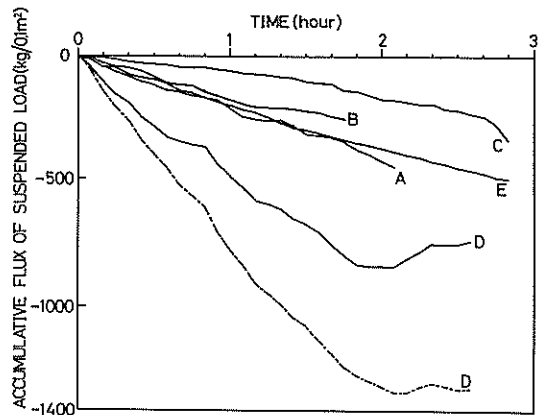


図-4.11 各観測時間帯の浮遊砂累積fluxの経時変化

場合も平均流速の計算と同じように、ノイズを除いて計算した。最終的な浮遊砂の累積 flux に関してはすべて沖向きであり、C, B, E, A, D の順で多くなる。このうち、D の場合は後半において沖向きの累積 flux が減少していることが認められる。

図-4.11中の一点鎖線は、D について5分間の平均濃度と平均流速から計算した累積 flux であり、 $\Delta t=0.5s$ 毎に計算した値(実線D)より沖向きの累積 flux が多くなっている。このことは、流速が岸向きするとき浮遊砂濃度が高いことを意味している。同様な傾向はAにもあったが、両者の累積 flux の差は10%程度と少ない。それ以外については、計算方法の違いによる差はほとんどなかった。

単位時間当りの正味の浮遊砂量は、図-4.11の曲線の傾きに相当する。1分間当りの正味の漂砂量を、汀線から観測点までの相対距離に対して、図-4.12下段に黒い矢印で示した。また、上段には C_0 の濃度値をもとに計算した10分間平均濃度をプロットしてある。この図によると、正味の浮遊砂量は汀線が一番近いところを除いては沖向きである。ただし、データ数が少ないので、正味の漂砂量の空間分布を十分捕らえていない。そこで、観測点以外のところの正味の漂砂量について考察する。まず、砕波帯の沖向きでは、実験水路における水平流速変化の skewness (非線型性) の増大および底面上に置かれたト

レーサーが岸向きに移動する(灘岡・近藤ら, 1982)ということから、底質は掃流状態で岸向きに移動していると考えられる。一方、砕波帯内においては、底面近傍の水平距離の非線型性が岸に向かって減少することや、その平均流速が沖向きであること、さらには底面上に置かれたトレーサーが沖へ移動する(灘岡・近藤ら, 1982)ことから、岸向きの掃流砂の存在は考えにくい。むしろ海面に近いところで、岸向きの正味の浮遊砂が存在する可能性が高い。というのは、現地において砕波帯内の浮遊砂の表層濃度が波の峠通過時に高くなる(田中・加藤ら, 1979)ことや、実験水路での詳細な流速場の測定から波のトラフレベル以上のところの平均流速が岸向きと考えられる(灘岡・近藤ら, 1982)からである。図-4.12において、観測点をもっとも海面に近づくところで(この場合は、最終砕波点後である)、岸向きの正味の浮遊砂量が存在することもこの機構の存在を示唆している。このように推察される底質の移動パターンを、最終砕波も考慮に入れて、図-4.12に白ぬき矢印で示している。

なお、平均濃度は砕波帯で7~8 ppt、最終砕波点より岸側で15pptとなっており、これらの値は田中・加藤ら(1979)が直接サンプリングして測定した浮遊砂濃度とほぼ一致する。

4.5 浮遊砂濃度の長周期変動

砕波帯の浮遊砂濃度が高くなる周期が、入射波の周期

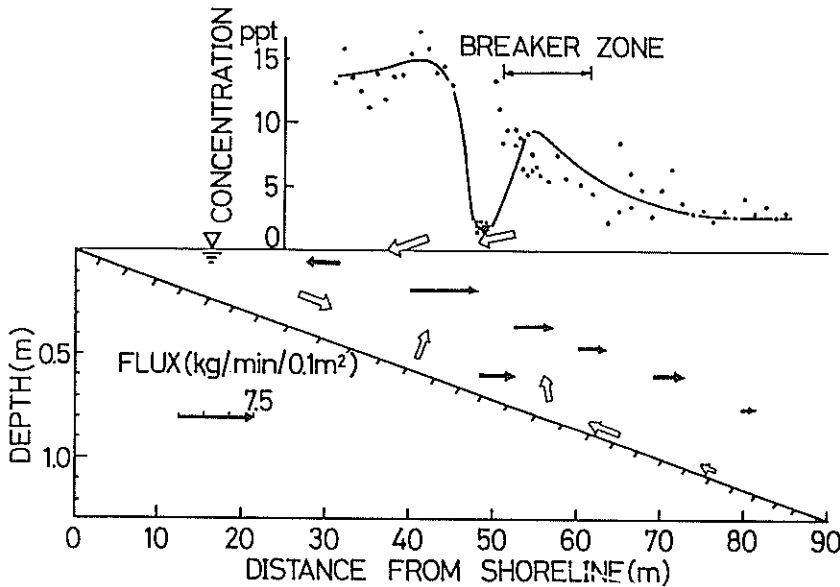


図-4.12 正味の浮遊砂量と平均濃度の岸沖分布

より長くなることは、これまでも報告されており (Brennkmeier, 1974; Wright and Guza ら, 1982), 長周期波の影響が指摘されている。本節では、この長周期変動について考察を加える。

図-4.9によると、A, B, Cの時間帯の高濃度発生平均周期は40s以上となっていて入射波の周期より長い。図-4.13は、Bの時間帯の岸沖流速とC₁の浮遊砂濃度をクロススペクトル解析 (日野, 1977) した結果である。ただし、データは0.1s間隔でAD変換した後1秒平均して $\Delta t=1.0s$, データ数2048とし、NH=5 (三角フィルターの繰り返し回数) とした。また、スペクトル密度は流速について示したものであり、濃度については前もって係数 (ppt/50) をかけてある。図-4.13によると、流速、濃度ともに低周波数領域 (周期67s, 125s) にきわだったピークが存在し、両者のコヒーレンスも高い。さらに、これらのピーク周波数における両者の位相差が -180° に近く、お互に逆位相で変動していることを示している。すなわち、浮遊砂濃度が高くなるのは、流速が負 (沖向

き) になっているときである。しかしながら、入射波の周波数に相当する付近 (0.1Hz) に浮遊砂濃度のピークは認められない。

図-4.13の解析時間帯にほぼ相当するときに、入射波一波毎に砕波点位置、砕波形式を目視観測しデータレコーダーに音声入力した。図-4.14は、観測地点を基準にして入射波の砕波位置、砕波形式の頻度分布を示したものである。砕波の周期が約19sになっていることから、この目視では顕著な砕波だけを観測していると考えられる。その分だけ、Spilling型の砕波の割合が少ないのであろう。図によると、観測地点は砕波帯の中にあり砕波発生の頻度が最大である。

図-4.15は記録の一例であり、上段に岸沖流速、下段にC₁の浮遊砂濃度、中段に砕波点の位置が示されている。砕波点位置は観測点を基準にしており、沖側が白ぬき矢印、岸側黒矢印であり、添数字は観測点からの距離 (m) である。また、すべてPlunging型砕波と判断された。この図によると、浮遊砂濃度が20pptを越えるときは、必ず観測点の沖側で砕波が生じている。そして、横軸20~60sの間を除いて、高濃度になるときの濃度変化は急激に増減している。このことから次のことが言えよう。観測点の沖側で砕波したとき巻き上げられた多量の浮遊砂は、前面に投げ出されると同時に波の岬通過時の岸向き流れによって岸方向に大きな浮遊砂雲状になって運ばれる。そして続いて生じる沖向きの流れによって沖方向へ運ばれるのだが、このとき濃度が急激に減少するのは、この間に浮遊砂の拡散が十分進行しないためと考えられる。

一方、横軸20~60sの間の濃度変化は、徐々に増減する

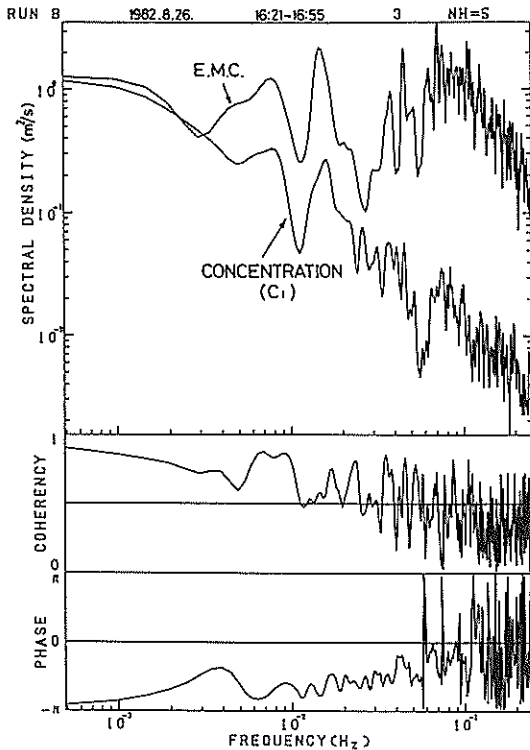


図-4.13 浮遊砂濃度と岸沖流速のクロススペクトル (Run-B)

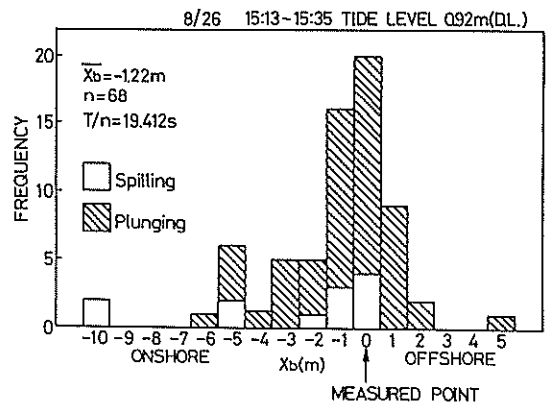


図-4.14 観測点を基準にした砕波位置、砕波形式の頻度分布

ものである。この間、砕波は観測点の岸沖側で交互に生じていること、および30s付近で沖向き最大流速が生じていることが他の時間帯と異なる。したがって、観測点の岸側の砕波によって生じた高濃度の浮遊砂が拡散しながら観測点に運ばれ、繰り返して発生する砕波によって長時間浮遊状態が継続するものと考えられる。

浮遊砂濃度が長周期変動をしており、かつ砕波状況にも関連が深いという2つの事実は、長周期波の沖向き流れと入射波の干渉によって浮遊砂濃度が高くなることを

示唆している。

以上に示した長周期の浮遊砂濃度の変化が、必ずしも特殊な現象でないことを示すために、ここで Beach and Sternberg (1987) の観測結果を引用する。彼らは砕波有義波高 3~5m、周期 12~14s のとき、砕波帯内の水深 1.5~1.8m のところで浮遊砂、流速、水位変化を連続的に測定した。図-4.16の A は岸沖方向の流速変動であり、たまたま、前半の5.5分間に 0.01Hz の強い長周期流速変動 (± 240 cm/s) が現われており、後半の期間には入射波

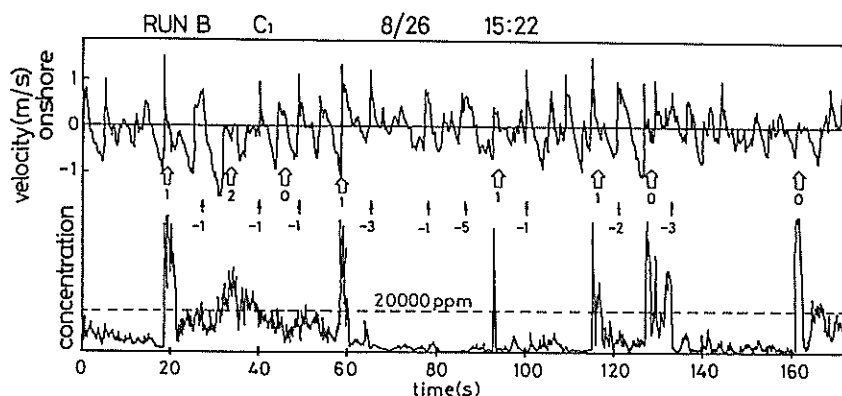


図-4.15 浮遊砂濃度と砕波点位置の関係

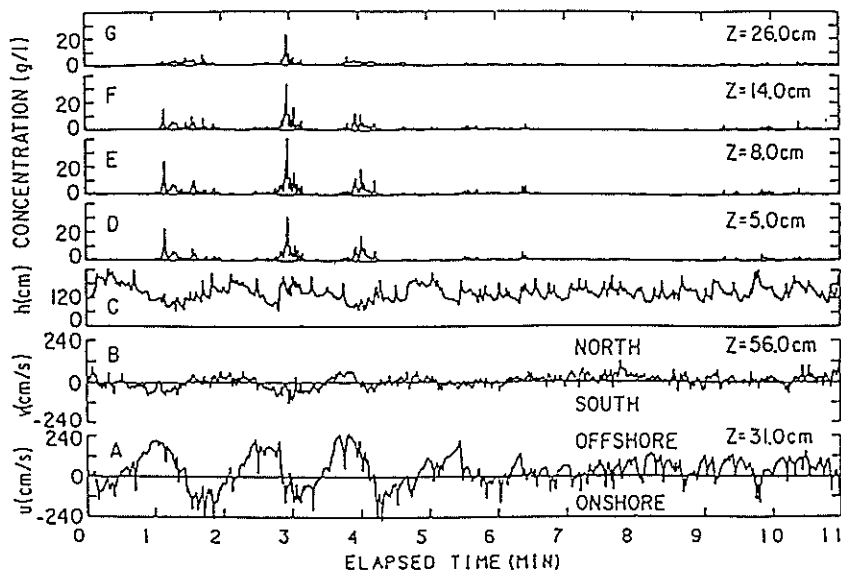


図-4.16 岸沖流速 (A)、沿岸流速 (B)、水位 (C) および浮遊砂濃度 (D~G) の同時観測例 (Beach and Sternberg, 1987)

周期 (0.2~0.1Hz) の流速変動 ($\pm 120\text{cm/s}$) が存在しているものである。Cは水圧変動を水位変化に換算して表示したものである。前半には流速変動に対応した長周期の水位変動が認められ、その水位変化(波高)は約1.8mであり、一方後半の入射波高は約1.2mである。海底面からの高さ5, 8, 14, 26cmの位置の浮遊砂濃度を g/l の単位でD~Gに図示してある。長周期成分の卓越する前半の期間には高濃度の浮遊砂の状態が30~45秒継続し、ピーク濃度は20~40 g/l となり少なくとも海底面26cmのところまで達する。これに対して、入射波が卓越する後半の期間には、底質の浮遊状態が続くのは数秒程度であり、ピーク濃度も8 g/l で、せいぜい海底面上8cmまでである。

長周期波に伴う浮遊砂濃度の変化を更に詳しく調べると、浮遊砂濃度が高くなるのは、長周期波成分の流速が沖向きになっている時であり、その状態は、沖向き流速が小さくなり岸向きになるまで持続していることが分かる。そして、岸向き流速がなくなるころには低濃度になってしまう。

図-4.16に示した11分の間で、他の物理要因(例えば、風、水深、海浜流、入射波等)は基本的には変化しないと考えられるので、前半と後半を直接比較することができ、長周期波が浮遊砂濃度に強い影響を及ぼしていることが定性的に分かる。

4.6 結 論

砕波帯内の固定点で浮遊砂濃度、岸沖流速を同時観測し浮遊砂濃度を解析した結果以下のことが明らかにされた。

- (1) 砕波帯内の浮遊砂濃度は、砕波帯と最終砕波点より岸側で高濃度になる。
- (2) 最終砕波点付近の濃度は入射波の周期と同じ周期で変動している。

(3) 観測時の砕波帯内の正味の浮遊砂量は、沖向きであった。これに対する底質の補償移動として、砕波帯の沖側では岸に向かう掃流砂、岸側では表面近くの岸向きも浮遊砂移動が考えらる。

(4) 砕波帯の浮遊砂濃度は、1~2分程度の長周期変動をしており、長周期流速成分が沖向きになっているときに高濃度になる傾向がある。また、高濃度の発生は入射波の砕波条件とも関係している。このことは、長周期波の沖向き流れと入射波の砕波条件が特定の条件になると、浮遊砂濃度が高くなることを示唆している。

参考文献

- 1) 田中則男・加藤一正・灘岡和夫(1979) : 砕波帯内における浮遊砂濃度分布-2, 3の興味ある観測例について-, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 182-186.
- 2) 灘岡和夫・近藤隆道・田中則男(1982) : レーザー・ドップラー流速計による砕波帯内の流速場の構造の解明, 港湾技術研究所報告, 第21巻, 第2号, pp. 49-106.
- 3) 日野幹雄(1977) : スペクトル解析, 朝倉書店, 300p.
- 4) Beach, R. A. and R. W. Sternberg(1987) : The influence of infragravity motions on suspended sediment transport in the inner surf zone, Coastal Sediment '87, ASCE, pp. 913-928.
- 5) Brenninkmeyer, B. M. (1974) : Mode and Period Sand transport in the surf zone, Proc. of 14th ICCE, pp. 812-827.
- 6) Komar, P. D. (1976) : Beach Processes and Sedimentation, Prentice-Hall, Inc., New Jersey, 429p.
- 7) Sawaragi, T. and I. Deguchi(1980) : On-offshore sediment transport rate in the surf zone, Proc. of 17th ICCE, pp. 1195-1214.
- 8) Wright, L. D., R. T. Guza and A. D. Short (1982) : Dynamics of a high-energy dissipative surfzone, Marine Geology, Vol. 45, pp. 41-62.

5. 砕波帯内の局所的漂砂量と長周期波の関連

5.1 はじめに

時化に伴う短期間の海底地形変化の数値的予測は、多くの研究者によって開発されつつある水深変化予測モデルによって始めて可能になる。三次元モデルでは、砕波帯内のいろいろな現象を定式化しなければならない。特に、砕波帯内の局所漂砂量の実態を明かにし、定式化することがモデル構築において不可欠である。

現在的水深変化予測モデルの開発において、現象の取り扱い扱いは2つの部分に分けられている。一つは、砕波帯内の波や流れに関係したものであり、もう一つは局所漂砂量およびその結果としての地形変化に関するものである。前者の部分の開発は、radiation stress の概念を利用して、開始当初より順調に進んでいるようである。しかしながら、後者については、信頼おける局所漂砂量公式がないために開発が遅れる傾向にある。これは、主に、砕波帯内の砂移動を直接測定する測定器がなく、局所的漂砂量、さらには砂移動機構を詳しく検討することができないためである。

灘岡・田中ら(1981a, 1981b)は、Komar and Inman (1970)が蛍光砂を用いて砕波帯内の沿岸漂砂量を測定した方法をさらに発展させ局所的漂砂量を測定する方法を開発した。開発された方法によって現地調査した結果は非常に良好であったので、蛍光砂を用いた同様の現地調査を、大洗海岸(1981年)、須田浜(1982年、1983年)の砕波帯内の水深0.5~1.0mで実施した。本章では、これ

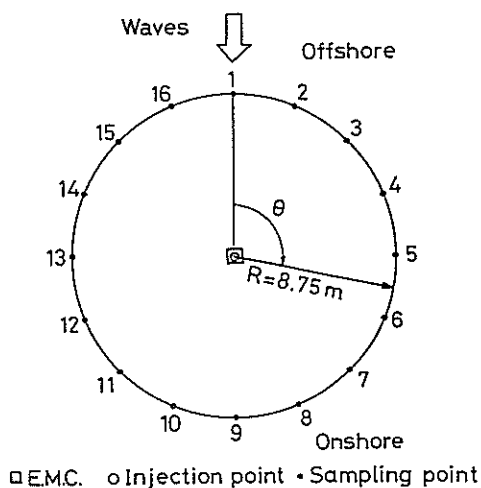


図-5.1 蛍光砂調査方法の概略図

らの海岸で得たデータをもとに、局所的漂砂量と流体運動、特に長周期波との関係を検討する。

5.2 蛍光砂を用いた現地観測

5.2.1 現地観測の方法

灘岡・田中ら(1981a, 1981b)らが開発した蛍光砂を用いる調査方法の概要は以下のとおりである。まず砕波帯内に、図-5.1に示すように半径 $R (=8.75\text{m})$ の円周を16等分する位置にパイプを設置する。円周上のパイプには時計回りに1から16まで番号を付ける。このとき番号1のパイプと番号16のパイプを結ぶ直線が汀線にほぼ直角になるようにしておく。流速の水平2成分を測定するために、中心に電磁流速計を設置する。流速計の設置方向は、陸上からトランシットを用いて測定する。

前もって調査地点の海浜から採取した砂を用いて、赤、青、黄緑の蛍光砂を作っておき1時間間隔で3回にわたり色の異なる蛍光砂を、それぞれ5 kg ずつ順番に円の中心に投入する。蛍光砂は次の二つの何れかの方法によって投入した。

- 蛍光砂を入れたビニール袋を、海底面下に表面が周囲の海底面と同一レベルになるように埋め、ビニール袋をナイフで切る。
- 内積が30cm×30cm×4cmのステンレス容器に蛍光砂を入れ、ビニール袋と同じ様にして海底面下に埋める。容器の底版を横からゆっくりと引き抜き、次に海底面下に蛍光砂を残すようにゆっくりと容器を引き上げ取り除く。

最初の蛍光砂投入5分後より、円周上の16地点でコアサンプルの採取を開始し、その後15分間隔で計21回の採取を実施する(図-5.2参照)。

コアサンプル採取の方法は以下の通りである(図-5.3参照)。

- 長さ約130cm、内径3.4cm、肉厚3mmの透明アクリルパイプを採取地点に持って行く。
- パイプを海底面下へ20~30cm押し込む。
- パイプの上端をゴム栓で栓をする。
- コアサンプルをパイプ内にいれたまま引き抜く。

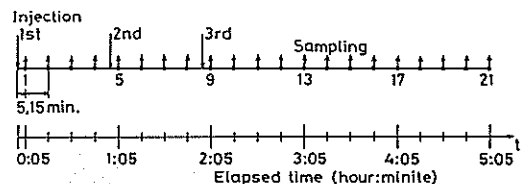


図-5.2 蛍光砂投入とサンプリングの時間スケジュール

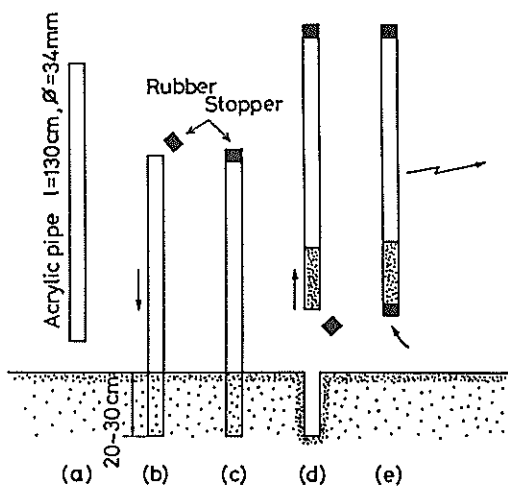


図-5.3 コアサンプルの採取方法

(e) その直後、パイプの下端をもう一つのゴム栓で栓をし、岸に運ぶ。

この作業は、8人のダイバーが1人2ヶ所づつ受け持って実施する(写真-5.1)。

海水を排水した後に、アクリルパイプの内径よりわずかに細いピストンを用いてアクリルパイプからコアサンプルを机面上に取り出す(写真-5.2)。ほとんどの場合、コアサンプルは円筒状の形で取り出すことができた(写真-5.3)。取り出したコアサンプルを、海底面から12cmの深さまで層厚2cmの厚さに分割してサンプルとした(写真-5.4)。

これらのサンプルを実験室に持込み、各々をよく混ぜた後に約40%の量を直径8cm、厚さ0.15cmの状態に広

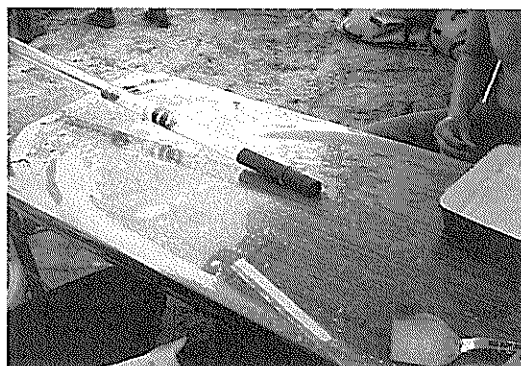


写真-5.2 アクリルパイプからのコアサンプル取り出し

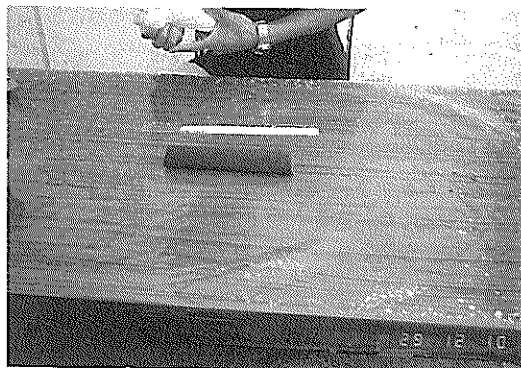


写真-5.3 机面上に取り出したコアサンプル

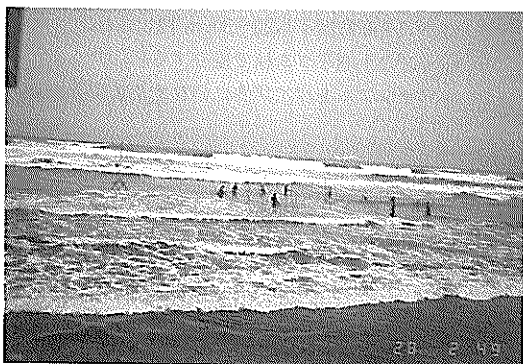


写真-5.1 ダイバーによるコアサンプルの採取状況



写真-5.4 コアサンプルの分割

げる。暗室で紫外線を照射し、表面の蛍光砂数を各色についてカウントする。この方法では、1つのサンプルに含まれる蛍光砂の総数はカウント出来ないけれども、面積一定の表面にある蛍光砂数は総数に比例するものと考えられる。

5.2.2 現地観測地点

蛍光砂調査は、茨城県の太平洋に面する大洗海岸(1981年秋期)、須田浜(1982年夏期, 1983年夏期)で実施した(図-5.4)。

これらの海岸の概要は以下のとおりである。

大洗海岸は延長約70kmの鹿島海岸の北端に位置し、近くに大洗港がある。大洗港の防波堤の延長に伴い、北上する沿岸漂砂が顕著になったところである。このため、海岸侵食を防止するためと港内への砂の進入阻止のために、2本の防砂突堤と突堤群が建設されている。この海岸では、過去数年間に、海浜変形の数値予測モデルを開発する目的で、波浪、海浜流、砕波帯内の砂移動機構等、漂砂に関する総合的な現地調査が実施された(例えば、Hotta and Mizuguchiら, 1981; Hattori, 1982; Kraus and Hansenら, 1984; Katoh and Tanakaら, 1984; Sunamura and Kraus, 1985; Katoh and Tanaka, 1986)。

蛍光砂調査は小突堤のそれぞれ北側, 南側300mの2地点(図-5.5参照)で1982年8月31日と9月2日に実施した。これらの観測地点は大洗港の防波堤によって来襲波浪から遮蔽されている。

須田浜海岸は、鹿島海岸の南端より約14km北に位置する。この海岸は全くの自然海岸であり、砕波帯内にも前浜、後浜にも人工構造物は建設されていなかった(現在は、漂砂観測用栈橋を主施設とする波崎海洋研究施設が建設されている)。

蛍光砂調査は、波崎海洋研究施設建設以前の1982年7月28日~30日と、建設中の1983年8月24日~25日の2回実施した。後者の観測では、観測地点を波崎海洋研究施設建設地点の南200m~250mに選定した。観測地点は、建設地点に対して沿岸流の上流側に位置していたので、構造物の波、流れにおよぼす影響は観測地点には及んでいないと判断された。

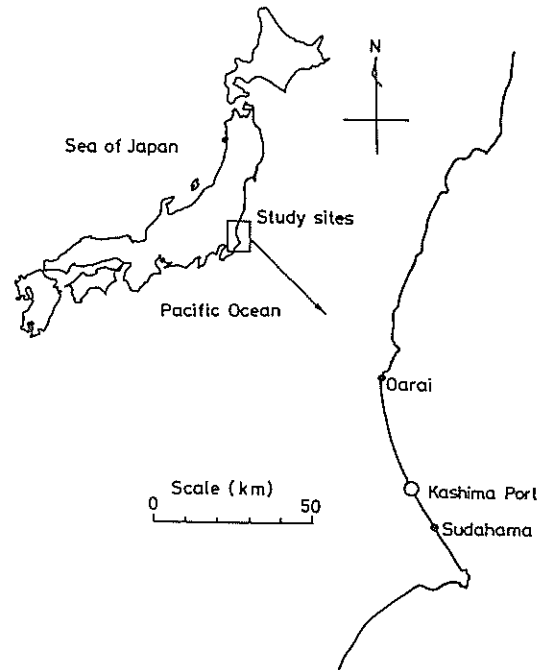


図-5.4 現地調査海岸

5.2.3 観測期間中の海象条件

観測期間中の海象条件の概要を表-5.1に示す。表-5.1の(3)は阿字ヶ浦海岸の沖、水深D.L. -30mで観測された観測期間中の平均沖波有義波高と平均周期である。波高、周期の後ろに?の印を付けているのは、沖波観測が欠測状態になっていたため、調査期間の2時間前の沖波諸元から推定した値である。なお、須田浜海岸で調査

表-5.1 観測期間中の海象条件

(1) 調査海岸	(2) 調査日 月/日/年	(3) 沖波有義波		(4) 最低潮位 (D.L.,m)	(5) 最高潮位 (D.L.,m)	(6) 底質特性
		波高	周期			
大洗海岸	8/31/81	0.52m	6.0s	0.16	0.77	$d_{50}=0.24\text{mm}$ $S_0=1.34$ $S_k=1.12$
	9/ 2/81	0.38	5.7	0.36	1.07	
須田浜	7/28/82	1.50	8.5	1.03	0.78	$d_{50}=0.16\text{mm}$ $S_0=1.17$ $S_k=0.99$
	7/29/82	1.20	8.8	0.86	0.90	
	7/30/82	1.00?	8.4?	0.75	1.00	
須田浜	8/24/83	1.02	5.7	0.26	1.31	
	8/25/83	0.85	7.5	0.32	1.13	

したときには、砕波帯内の流速データに周期80~100sの顕著な長周期波が認められた。

表-5.1の(4)と(5)は、大洗港(1981, 1983)と鹿島港(1982)で観測された蛍光砂調査期間中の最低潮位と最高潮位である。調査期間中の潮差は、須田浜における1983年の調査時が最大である。このために、調査開始直後の潮位が低いときに、波のトラフが調査地点を通過するとき電磁流速計のセンサーが海面上に露出することによるスパイクノイズが記録に含まれた。そのようなノイズが含まれる期間中のデータは解析対象としなかった。

表-5.1の最後の列は、各海岸の底質の中央粒径(d_{50})と、次式で定義されるふるい分け係数(S_0)、偏わい度(S_k)を示している。

$$S_0 = (d_{75}/d_{25})^{1/2} \dots\dots\dots (5.1)$$

$$S_k = (d_{75} \cdot d_{25}) / d_{50}^2 \dots\dots\dots (5.2)$$

ここに、 d_{25} 、 d_{50} 、 d_{75} はそれぞれ粒径加積曲線の25%、50%、75%通過粒径に対応する粒径である。

電磁流速計の設置状況ならびに調査地点の流速の代表値を、表-5.2に示した。表-5.2の(3)は、上方から下向きに固定した電磁流速計のセンサーと海底面間の距離をダイバーが手で大まかに測定した結果である。この測定は、一部の欠測を除き、調査期間中に二回実施している。後半の測定値が常に大きくなっているため、調査地点の海底は調査期間中にわずかに侵食を受けたと考えられる。

表-5.2の(4)は調査地点の実水深である。1982年の調査時には、円の外側にもう一本のパイプを打設し、それに細い透明塩化ビニール管を取り付けた。管の両端は解放されており、一端が水中に、もう一端が空中に出るように固定した。管内の水面は周囲の水面変動と対応して上下するのであるが、内壁の粘性摩擦のためにその振幅は非常に小さい。それ故、管内の平均水位をダイバーが読み取り、結果を平均水深に換算した。これ以外の調査時には、平均水深を測定していない。しかし、砕波帯内の

コアサンプル採取作業がダイバーで可能な水深であったことと、調査地点は常にD.L.0m付近(図-5.5, 5.7参照)であったことから、水深はせいぜい1mかそれ以下であったといえる。

表-5.2の(5)~(7)は、水平二成分の流速データを用いて計算した平均流速、波の主方向流速成分の skewness およ

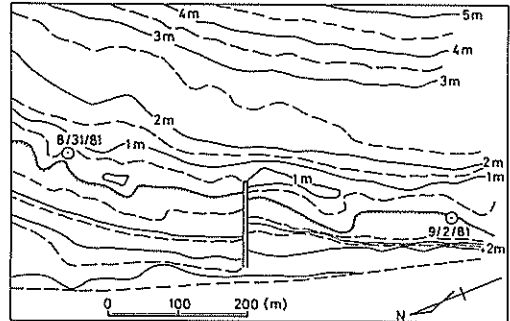


図-5.5 調査地点周辺の海底地形(大洗海岸, 1981年3~5日測量)

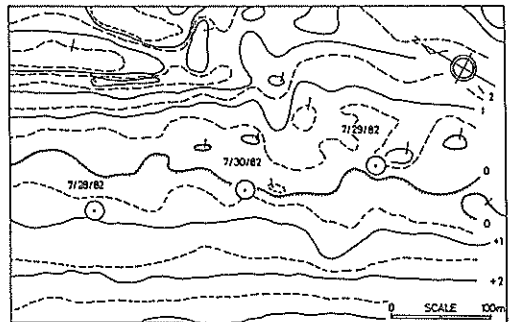


図-5.6 調査地点周辺の海底地形(須田浜, 1982年8月19日測量)

表-5.2 流速計設置状況および流速の代表値

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
調査海岸	調査日 月/日/年	クリアランス (cm)	水深 (cm)	平均流速 (cm/s)	流速の skewness	$(\overline{U_p^2})^{1/2}$ (cm/s)
大洗海岸	8/31/81	12, 15		2.3	0.27	32.2
	9/ 2/81	8, 8		27.5	0.72	28.9
須田浜	7/28/82	12, 20	84, 76	28.9	-0.27	42.0
	7/29/82	17, 25	93, 98, 89	60.2	0.15	43.2
	7/30/82	20	70, 100	55.4	-0.07	53.4
須田浜	8/24/83			16.0	0.19	34.0
	8/25/83	13, 17		33.9	0.07	45.0

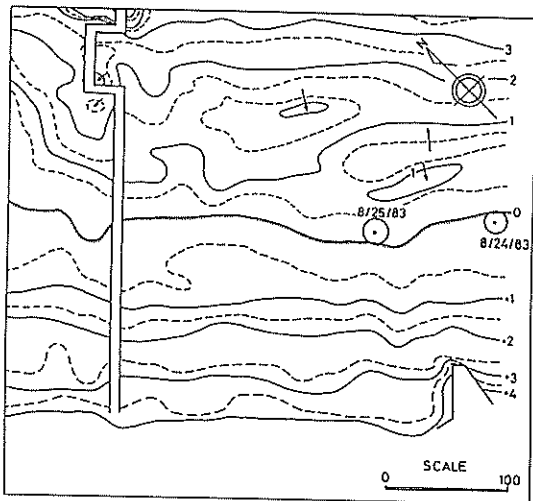


図-5.7 調査地点周辺の海底地形(須田浜, 1983年9月1日測量)

び標準偏差値である。これらの物理量の計算方法については、5.3で後述する。

図-5.5, 5.6, 5.7は、大洗海岸, 須田浜海岸の調査地点周辺の海浜地形である。蛍光砂調査地点(図中白丸)の海底レベルは、ダイバーの作業能率から自ずと決まっており、何れの場合もD.L.0m付近である。調査地点の水深が浅いので、全ての調査は碎波帯内で実施したことになる。

図-5.5, 5.6, 5.7に示した海底地形は、各図の下に明記した地形測量日のみて分かるように、蛍光砂調査と同じ日に測定されたものではなく、数日間のずれがある。碎波帯内の浅海域は波の作用によって容易に海底地形が変化するため、微地形の特徴を詳細に議論することはあまり意味がない。なお、1982年調査地点の沖側の海底地形(図-5.6)がやや複雑であるのは、この地域が波崎海洋研究施設建設予定地点であり、詳細な海底地形情報を必要としていたので、地形測量の沿岸方向の測線間隔が他に較べて半分の25mになっていたためである。つまり、地形の複雑さは地形情報の密度が高いためである。

5.3 蛍光砂の移動と波, 流れの概要

図-5.8~5.14を用いて、各々の調査ケースについて、蛍光砂の移動状況および流れの概要を述べる。各図面は、同一のスタイルで表現してあるので、最初に図の見方の説明をしておく。

各図面とも、上段が円周上の16地点で採取したコアサンプル内に含まれていた蛍光砂数を採取点別、採取時刻

別に示したものである。縦軸左側に円周上に設置した16本のパイプの番号をとってあり(図-5.1参照)、縦軸右側はパイプ番号1から時計回りに定義した角度である。横軸下側は調査時の実際の時間であり、横軸上側は最初の蛍光砂投入からの経過時間である。図中の垂直な直線は、円周上の16地点でコアサンプルを採取した時間に対応している。採取地点のコアサンプル内の蛍光砂数(6層内の総数)を、採取時刻に対応する鉛直な直線を基準に、実線(第1回投入蛍光砂)、破線(第2回投入蛍光砂)、一点鎖線(第3回投入蛍光砂)で示してある。蛍光砂数は、上段横軸に小さくスケールを表示しているように、対数表示となっていることに留意されたい。右側の縦に細長い図面は、各採取地点の全蛍光砂数を表示したものである。

また、各図とも下段は、蛍光砂投入地点の流れの特性を示したものである。電磁流速計による流速測定は、現地でデータレコーダにアナログ信号とし記録し、後に0.1sのサンプリング間隔でA/D変換した。さらに連続する2データを平均して0.2s間隔のデータとした後に、流れの15分間の代表値、すなわち平均流速、入射波の主方向、long-crestedness、波の主方向成分のskewness、標準偏差をそれぞれ以下の式によって計算した。

平均流速は

$$\bar{V} = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)^{1/2} \dots\dots\dots (5.3)$$

で計算した。ここで、 u と v は流速の水平2成分であり、各記号の上につけた横棒は時間平均を意味する。

波の long-crestedness (γ^*) は、入射波の方向集中度を表すパラメータであり、 $\gamma^* = 0$ のとき波峰は無限に連なっており(単一方向波)、 $\gamma^* = 1$ は波の方向が全くランダムなものが重なっていることを意味する(Nagata, 1964)。Long-crestedness は次式で計算できる。

$$(\gamma^*)^2 = \frac{(\bar{u}^2 + \bar{v}^2) - [(\bar{u}^2 - \bar{v}^2)^2 + 4\bar{u}\bar{v}]^{1/2}}{(\bar{u}^2 + \bar{v}^2) + [(\bar{u}^2 - \bar{v}^2)^2 + 4\bar{u}\bar{v}]^{1/2}} \quad (5.4)$$

ここで、 u と v はもとの流速ではなく、それぞれの方向の平均流速を差し引いた流速(振動流成分)である。

波の主方向 θ_p は、次式で定義した(Nagata, 1964)。

$$\tan 2\theta_p = \frac{2\bar{uv}}{\bar{u}^2 - \bar{v}^2} \dots\dots\dots (5.5)$$

式(5.5)では、一般に正反対方向の波向と区別することが出来ない。しかしここでは調査地点が碎波帯内であり岸に近いので、波向は沖からの方向だけであるとして確定することができる。

波の主方向の流速成分 U_p (波の進行方向を正とする)

は、座標系を θ_p だけ回転することによって求めることができる。この流速成分についての skewness を次式で計算した。

$$\sqrt{\beta_1} = \frac{1}{[(U_p)_{rms}]^3} \cdot \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [(U_p)_i - \overline{U_p}]^3 \quad \dots\dots\dots (5.6)$$

ここで $(U_p)_{rms}$ は次式である。

$$(U_p)_{rms} = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [(U_p)_i - \overline{U_p}]^2 \right\}^{1/2} \equiv (\overline{U_p^2})^{1/2} \quad \dots\dots (5.7)$$

それぞれの15分平均値は、各平均時間帯の最終時刻に対応する時間軸にプロットしてある。例えば、図-5.8の実時間10:50の値は、10:35~10:50の間の平均である。しかし、第1回投入直後については最初の5分間の平均

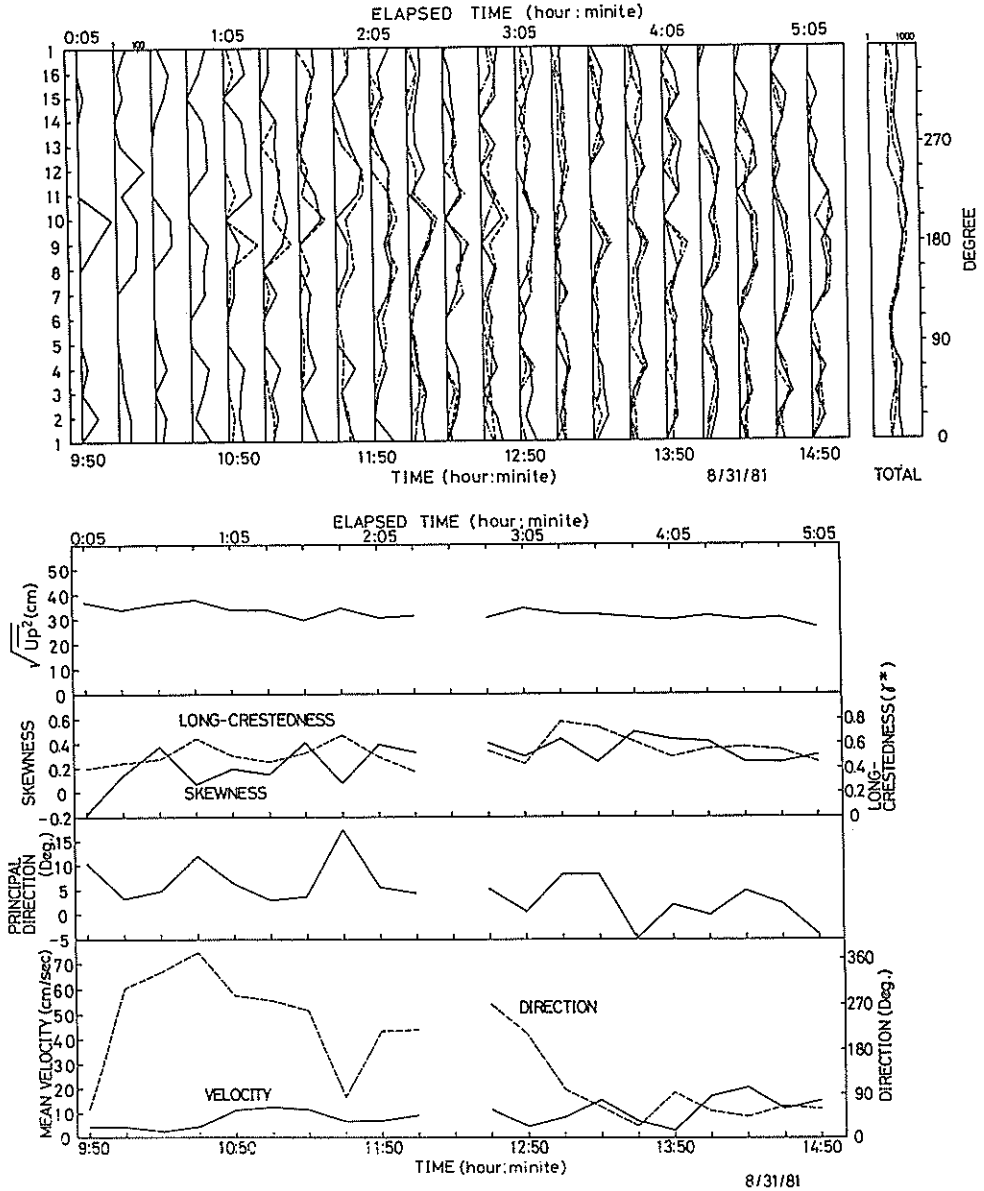


図-5.8 蛍光砂の移動状況および流れの特性 (1981年8月31日調査, 大洗)

値である。唯一の例外は図-5.14であり、実時間12:45の値は10:35~10:45の間の10分間の平均である。平均流速の方向と波の主方向は、図-5.1に示した採取地点No.1を基準に時計回りの方向に定義してある。縦軸 skewness の値は、図によって異なるので、最初にそれを確認してから skewness の変化を見ていただきたい。
 [図-5.8, 1981年8月31日調査, 大洗海岸]

平均流速は全調査のうちで最も弱く、ほとんどの場合10cm/s以下である。さらに、流向は10:30の360°から13:50の0°まで反時計回りに変化した。このような平均流速の連続的な変化と、蛍光砂が円周上のすべての採取地点で確認できたことが一致する。

[図-5.9, 1981年9月2日調査, 大洗海岸]

第1回, 第2回, 第3回に投入した全ての蛍光砂は,

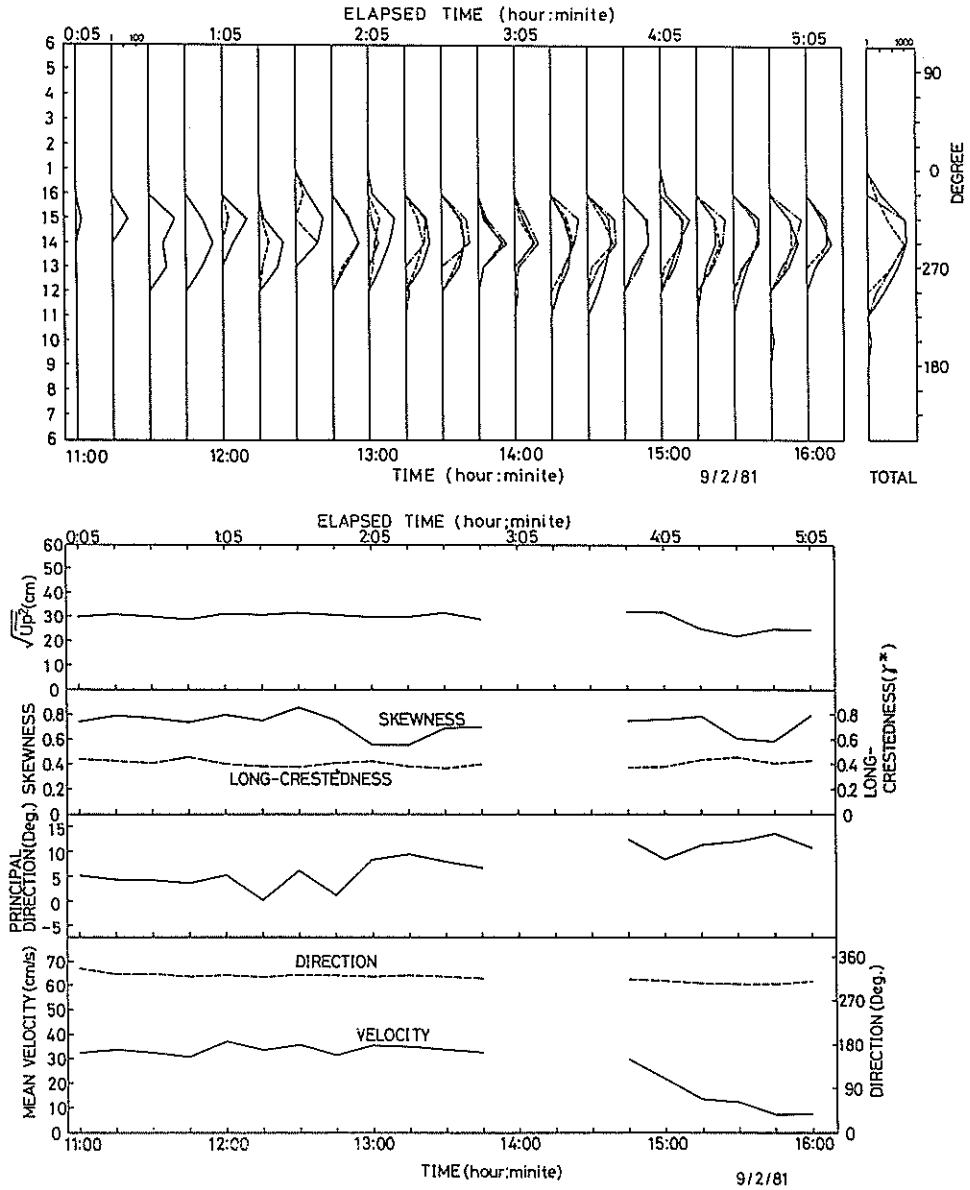


図-5.9 蛍光砂の移動状況および流れの特性 (1981年9月2日調査, 大洗)

採取地点 No.14, No.15 に集中して分布している、明確な一方向へ砂移動を示している。このケースは、全調査を通じて skewness が最大であり、平均的には 0.73 となっている。一方、long-crestedness は最小であり、一方向に波が集中していた。前半においては、流向が一定であり流速は 30cm/s 以上であったが、14:45 頃より流速が減少し始め最後には 10cm/s 以下になる。

[図-5.10, 1982年7月28日調査, 須田浜]

蛍光砂の移動方向は採取地点 No.15 周辺に集中している。第1回と第3回に投入した蛍光砂の総数の分布は、ともに採取地点 No.14 にピークを有する。これに対して、第2回に投入した蛍光砂は採取地点 No.16 にピークのある分布になっている。このケースの重要な特徴は、skewness の値が常に負であるということである。その原因について

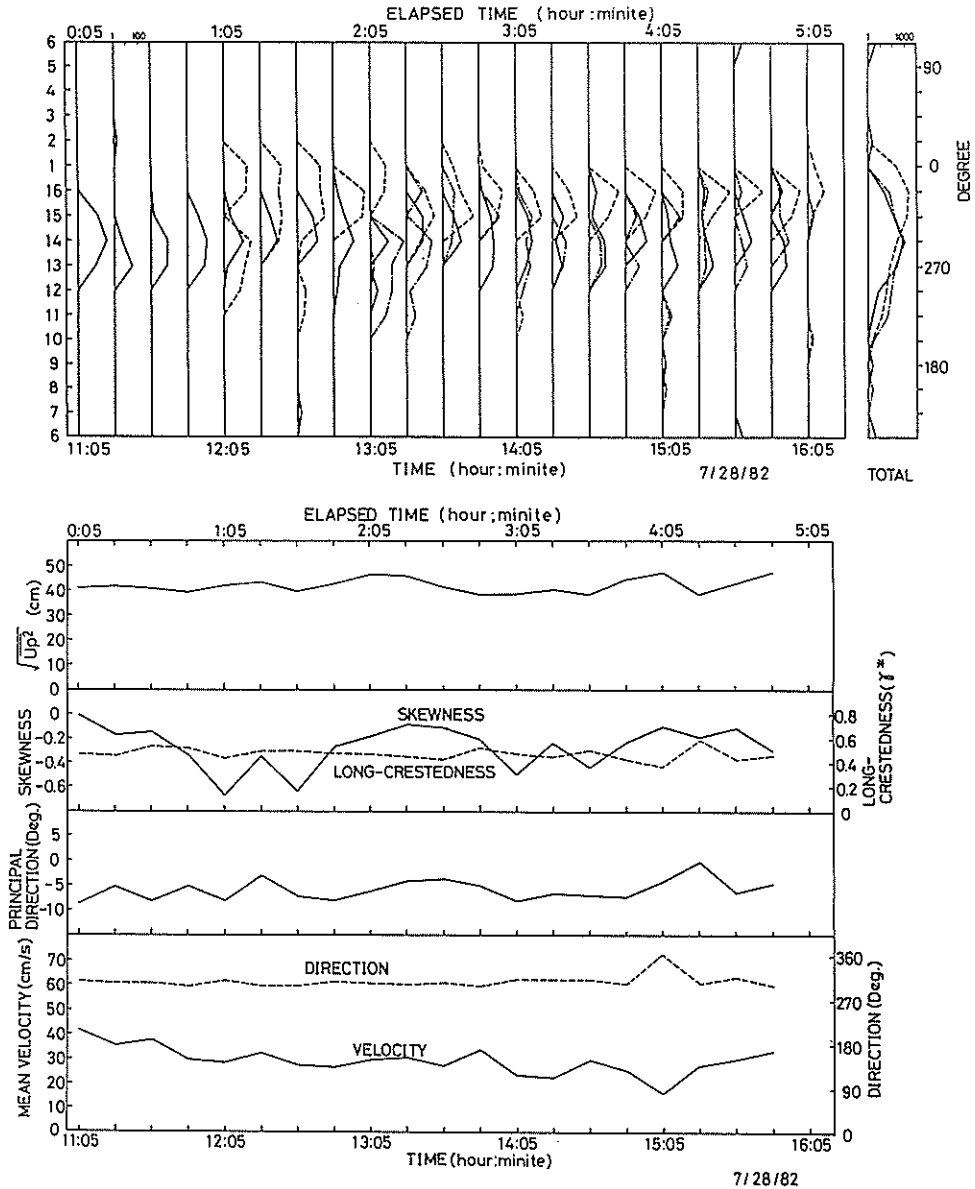


図-5.10 蛍光砂の移動状況および流れの特性 (1982年7月28日調査, 須田浜)

ては後に詳しく検討する。

[図-5.11, 1982年7月29日調査, 須田浜]

全ての採取地点, および全ての採取時刻においてカウントされた蛍光砂数は非常に少ない。蛍光砂数は各回投入後直ちに少なくなり, 後半には第3回投入の蛍光砂しか存在していない。このときの平均流速は60.2cm/sであり(表-5.2参照), 全調査期間を通じてもっとも強いも

のであった。しかも流向はほとんど変化しない。このため, 短時間に蛍光砂が円の外に流出したものと考えられる。Skewnessの値は比較的小さく, 平均では0.15である。

[図-5.12, 1982年7月30日調査, 須田浜]

全ての種類の蛍光砂が採取地点 No. 14の方向に移動した。調査直後に40cm/sあった流速は, 徐々に大きくなり,

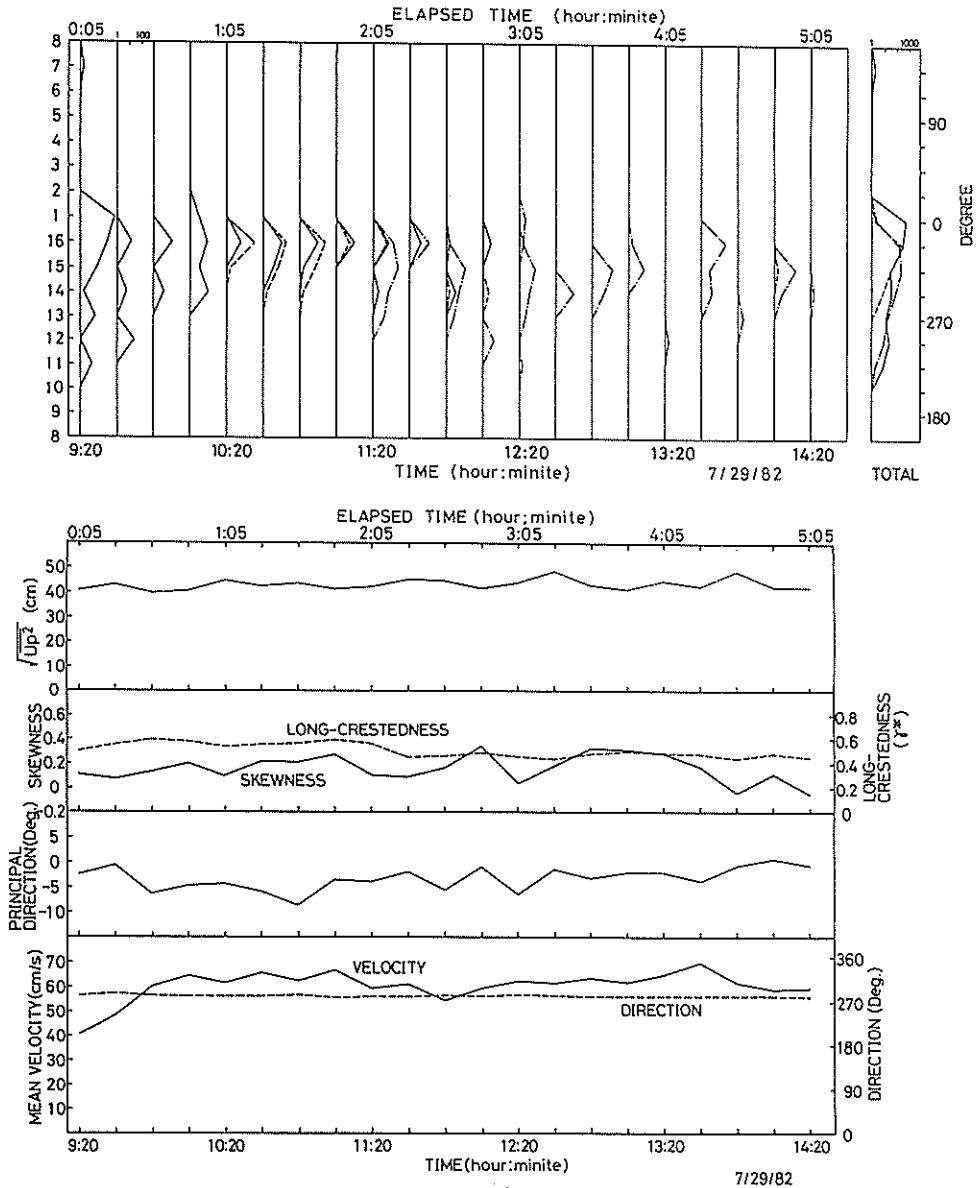


図-5.11 蛍光砂の移動状況および流れの特性 (1982年7月29日調査, 須田浜)

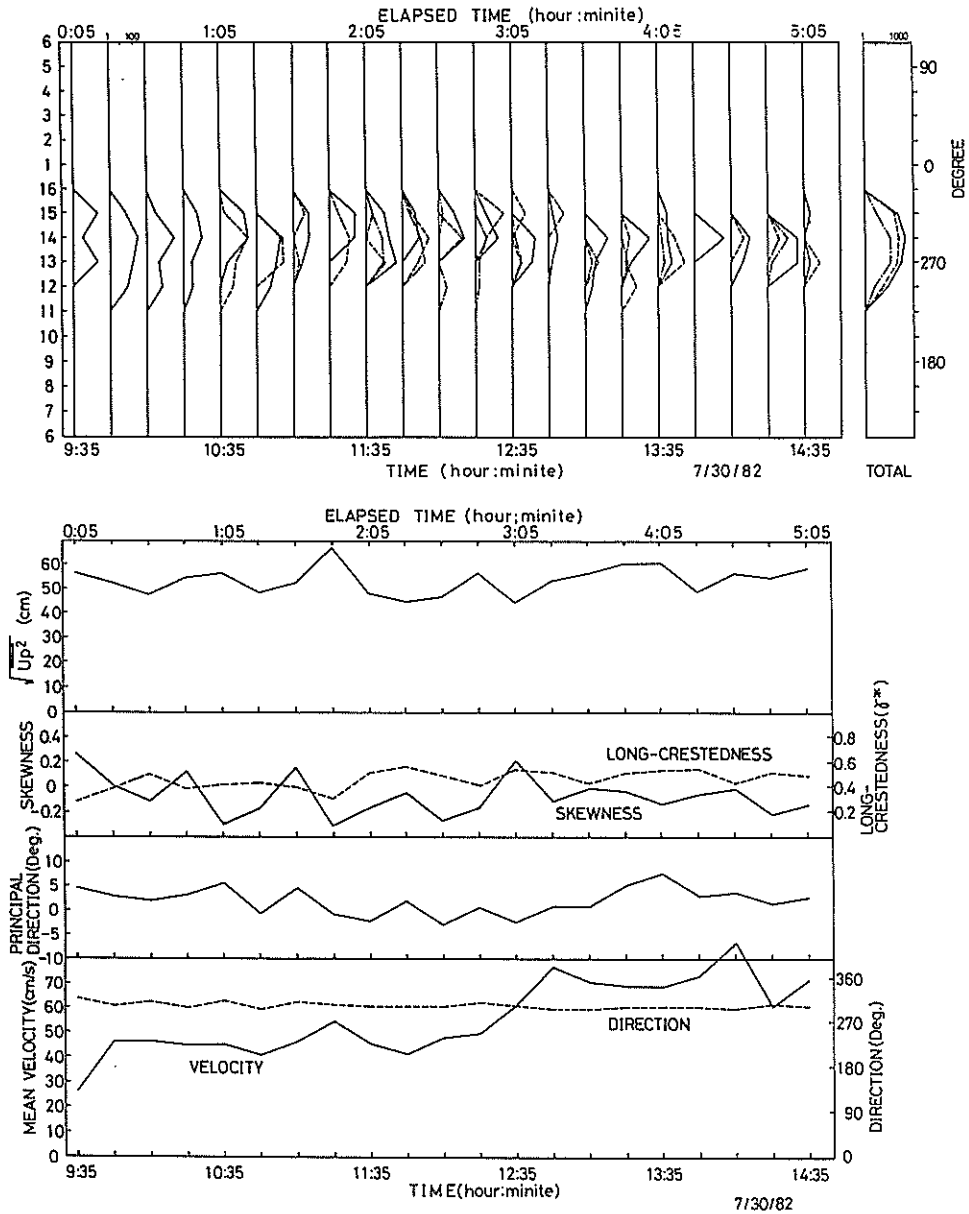


図-5.12 蛍光砂の移動状況および流れの特性 (1982年7月30日調査, 須田浜)

調査終了までに70cm/s~80cm/sになった。この間、流向は変化していない。さらに、波の主方向流速の標準偏差は、全調査中最大である。Skewnessの値は、しばしば負となり、その結果平均的に-0.07となる。

[図-5.13, 1983年8月24日調査, 須田浜]

蛍光砂投入経過時間1:05までは、採取地点 No.12の方

向に蛍光砂が移動した。しかし、それ以後は採取地点 No.2, No.3の方向に移動した。このため、全カウント数の分布は、採取地点 No.12~No.2の間に広く分布しており、際だったピークが存在しない。この調査期間の前半は潮位が低かったので、電磁流速計のセンサーがしばしば海面上に露出し、そのためのノイズがデータに含まれ

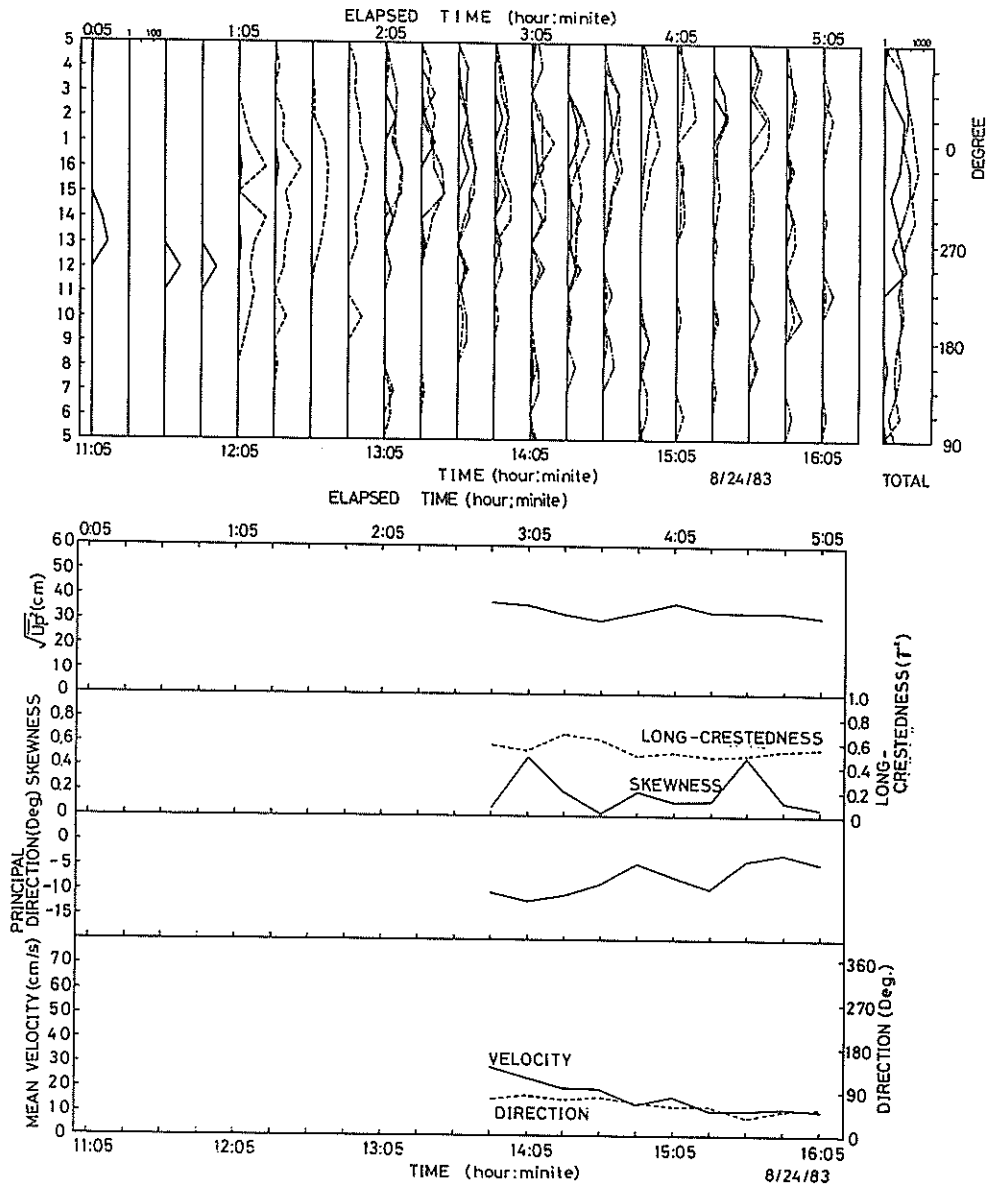


図-5.13 蛍光砂の移動状況および流れの特性 (1983年8月24日調査, 須田浜)

ており、前半の記録は使用できない。後半の記録に限って述べると、平均流速は弱く、しかも徐々に減少した。砂移動の外力である流速が測定できていないので、両者の関係が検討できるのは第3回の蛍光砂についてだけである。

[図-5.14, 1983年8月25日調査, 須田浜]

採取地点 No.1を受け持っていたダイバーが離岸流で沖

に流される事故があったために、実時間12:30~13:30の間のコアサンプル採取を中断せざるを得なかった。事故発生前には蛍光砂は採取地点 No.7~No.14の方向に移動していたけれども、事故後は沖方向である採取地点 No.1の方向(沖方向)にも移動している。平均流速は、12:35の10cm/s以下より連続的に増加し、調査終了時には約60cm/sになった。この期間、流向はほぼ360°であり

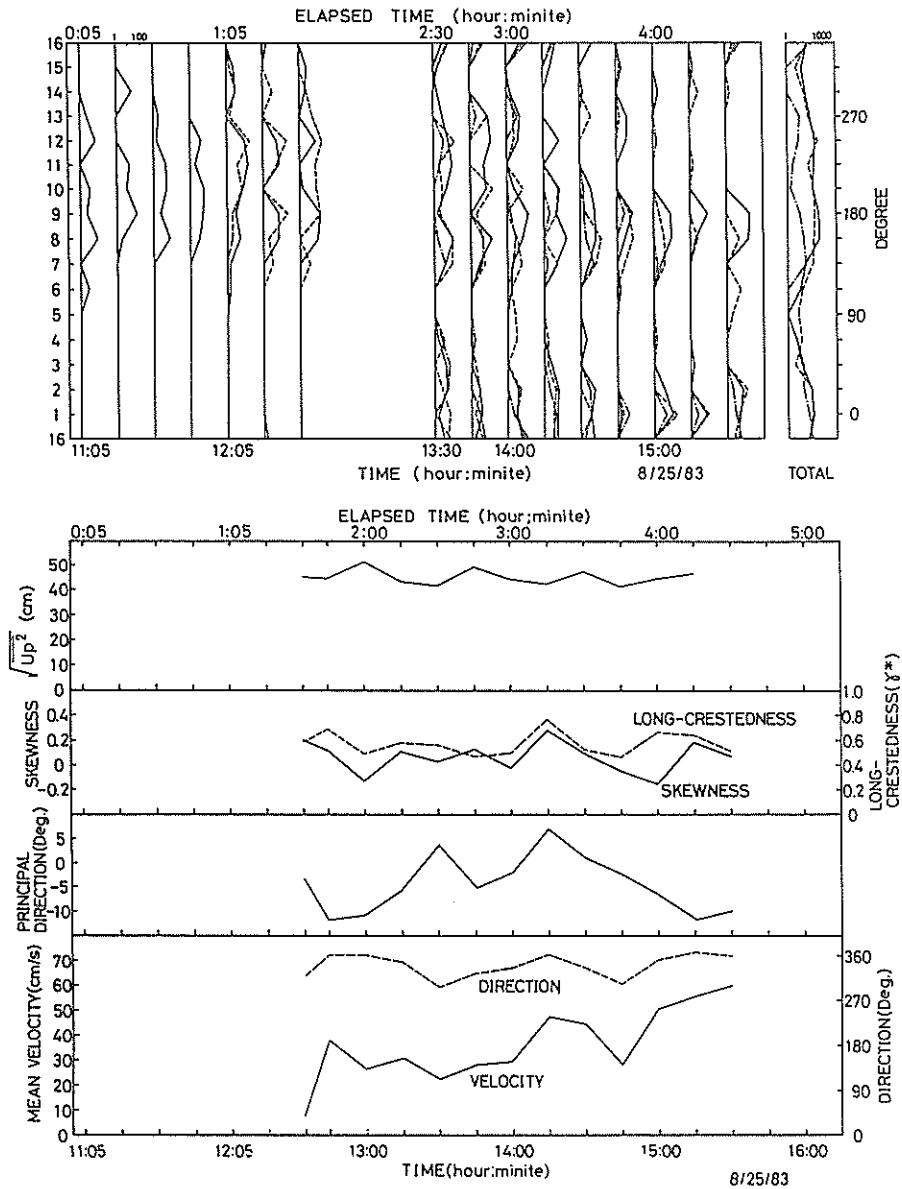


図-5.14 蛍光砂の移動状況および流れの特性 (1981年8月25日調査, 須田浜)

(沖向き), 調査地点は離岸流発生位置になっていた。離岸流流速が強くなり, また潮位も高く非常に危険な状態になった15:45に調査を中止した。なお, 前半の潮位が低い時間帯には, 電磁流速計のセンサーが時々海面上に露出することによるノイズが流速記録に含まれているので, 8/24/83のケース同様第3回の蛍光砂についての解析を行う。

図-5.8~5.14の上段右に表示した調査期間中の全蛍光砂カウント数を, 移動方向を見やすくするために, 円グラフにして図-5.15に示す。この表示においてもカウント数は対数表示になっていることに留意されたい。カウント数は, 外円が2000, 内円が500である。

表-5.3は, 図-5.8~5.14の下段に示した流速変動の代表値を, それぞれの蛍光砂投入から調査の終了までの

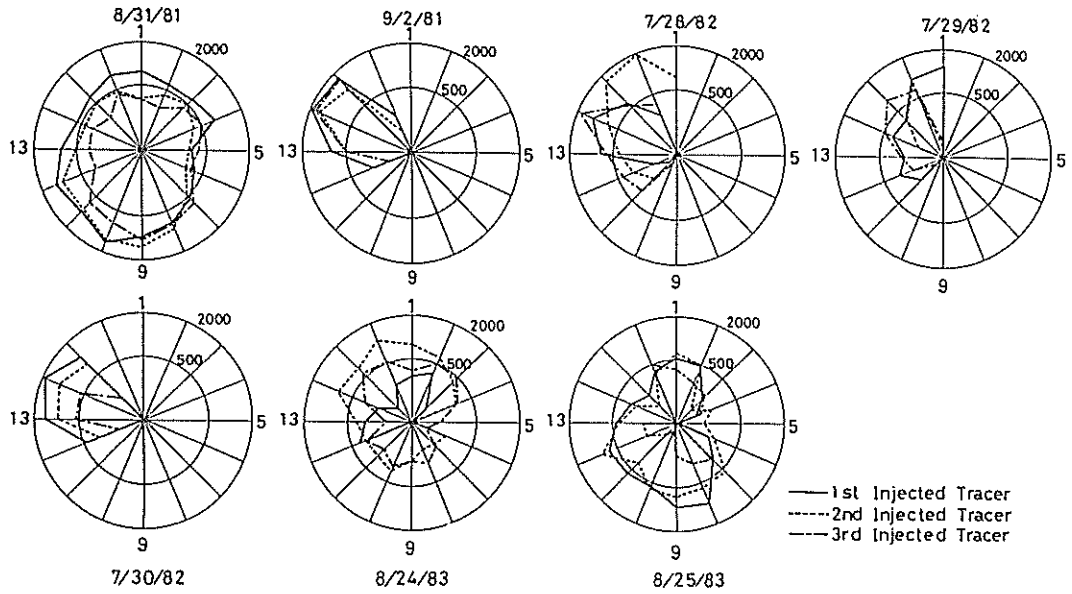


図-5.15 蛍光砂移動方向の空間分布 (全蛍光砂数)

表-5.3 各々の蛍光砂投入に対する流速変動の代表値

調査日 月/日/年		\bar{V} (cm/s)	$(\bar{U}_p^2)^{1/2}$ (cm/s)	U_p の skewness	$(\bar{U}_p^3)^{1/2}$ (cm/s/s)	加速度波形の skewness
8/31/81	1	2.27	32.20	0.273	48.95	0.206
	2	2.90	31.20	0.316	47.45	0.177
	3	5.37	30.66	0.354	44.85	0.101
9/ 2/81	1	27.48	28.93	0.719	60.45	0.954
	2	26.23	28.70	0.709	61.20	0.874
	3	22.94	27.92	0.677	63.30	0.725
7/28/82	1	22.88	41.96	-0.266	58.00	0.408
	2	27.15	42.31	-0.289	58.20	0.406
	3	30.14	45.97	-0.131	56.90	0.434
7/29/82	1	49.53	40.97	0.101	44.55	1.040
	2	62.82	43.00	0.195	44.40	1.068
	3	61.17	43.91	0.138	43.80	1.069
7/30/82	1	55.39	53.40	-0.069	43.50	1.075
	2	58.94	53.60	-0.102	44.60	1.002
	3	63.01	52.88	-0.086	45.95	0.951
8/24/83	3	15.97	33.99	0.190	55.30	0.506
8/25/83	3	36.11	45.00	0.049	46.20	0.930

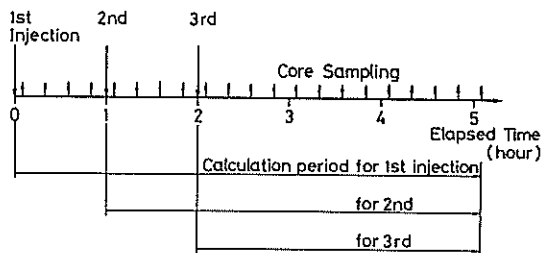


図-5.16 流速変動の代表値の平均値の計算期間

間(図-5.16参照)について平均したものを数値で示したものである。ただし、最後の2列の値は、図-5.8~5.14には示しておらず、後で説明する。

5.4 蛍光砂の移動と平均流速の関係

最初に、灘岡・田中ら(1981a)が導いた式を利用して、蛍光砂の移動速度と方向を計算する。その方法は、以下のとおりである。

図-5.17のように、計算のための座標系、記号を定義する。ここに、 $C(\omega, t)$ は蛍光砂投入後の経過時間 t における半径 R の円周上の点 (R, ω) での蛍光砂数である。ここでは、蛍光砂が投入地点から円周上までどのような移動形態であったか、途中でどのようなことが生じたか、どのような経路であったかについては考慮しない。とにかくトラベリング時間 t で投入点から円周上までトレーサが移動したことだけを考える。したがって、見かけのトラベリング速度の η 軸方向、 ξ 軸方向成分は、それぞれ $(R \cdot \cos \omega) / t$ 、 $(R \cdot \sin \omega) / t$ で与えられる。そうすると、蛍光砂の各軸方向への平均移動速度は次式で計算できる。

$$u_m = \frac{\sum_{t=1}^{n_t} \sum_{\omega=1}^{n_\omega} C(\omega_i, t_i) \frac{R}{T_i} \cdot \cos \omega_i \Delta \omega \Delta t}{\sum_{t=1}^{n_t} \sum_{\omega=1}^{n_\omega} C(\omega_i, t_i) \cdot \Delta \omega \Delta t} \quad \dots \dots \dots (5.8)$$

$$v_m = \frac{\sum_{t=1}^{n_t} \sum_{\omega=1}^{n_\omega} C(\omega_i, t_i) \frac{R}{T_i} \cdot \sin \omega_i \Delta \omega \Delta t}{\sum_{t=1}^{n_t} \sum_{\omega=1}^{n_\omega} C(\omega_i, t_i) \cdot \Delta \omega \Delta t} \quad \dots \dots \dots (5.9)$$

ここに、

u_m : η 軸方向への平均移動速度。

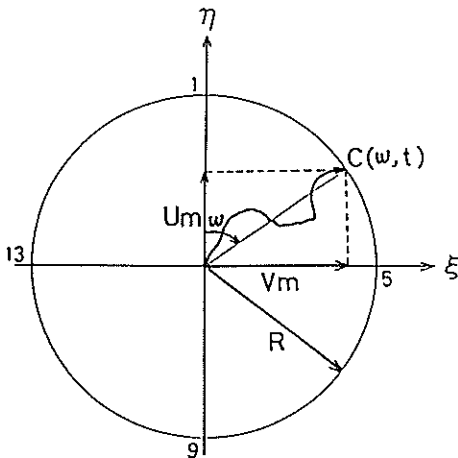


図-5.17 蛍光砂移動速度・方向の解析座標系

- v_m : ξ 軸方向への平均移動速度。
- Δt : コアサンプル採取時間間隔。最初は5分、それ以外は15分間隔。
- $\Delta \omega$: 円周上の採取地点間隔, 22.5度。
- n_ω : 円周上の採取地点数, 16地点。
- n_t : コアサンプル採取回数, 21回 (第1回投入蛍光砂, 17回 (第2回), 13回 (第3回))。
- $C(\omega_j, t_i)$: 円周上の ω_j 地点における, t_i 回目のコアサンプル内の蛍光砂数。
- T_i : 蛍光砂投入時間からの経過時間 ($= 5 + (t_i - 1) \cdot 15 \text{min.}$)。

である。

式(5.8)、(5.9)を用いて、蛍光砂の平均移動速度 V_i 、移動方向 θ_i は、

$$V_i = (u_m^2 + v_m^2)^{1/2} \quad \dots \dots \dots (5.10)$$

$$\theta_i = \tan^{-1} (v_m / u_m) \quad \dots \dots \dots (5.11)$$

となる。移動方向 θ_i は ω と同様に採取地点 No.1より時計回りに定義してある。蛍光砂の平均移動速度と方向を、これらの式によって計算した結果を表-5.4に示した。

図-5.18には、計算された蛍光砂の平均移動速度、方向を破線の矢印でベクトル表示した。図中の丸囲みした数字は、トレーサ投入の順番に対応している。同図には、調査期間中の流れと波の平均代表諸元(表-5.2)も併せて示してある。平均流速は、記号 \bar{V} のついた実線矢印であり、その長さが流速の大きさに対応する。波の主方向は、記号 \bar{P} のついた実線矢印であり、矢印の長さは振動流の波の主方向成分の標準偏差である。波の主方向矢印に重ねて描いた小さな白丸は、大きな円の中心位置を基準にして表現した skewness の値である。小さな白丸の位置が波の主方向矢印と同じ方向にあるときには、skewness の値が正であることを、逆に反対方向にあるときには負を意味す。これらの矢印のスケール、skewness の値は図の右下の凡例に示してある。

時間平均の漂砂移動量は流速の高次のモーメントに依存していると考えられる(Bowen, 1980 ; Bailard, 1981)ので、蛍光砂の移動速度を成分に分解して、外力との関係を調べることは厳密には適切ではないかも知れない。しかしながら、ここでは、トレーサ移動の解析の第1次近似として、蛍光砂の移動速度と平均流速の関係を調べるために、移動速度を二方向成分に分解して考えることにする。

漂砂の解析においては、二種類の座標系の何れか一つを用いることが一般的である。その一つは、汀線に平行

表-5.4 蛍光礫の移動速度(記号は図-5.17に定義してある)

調査日 月/日/年		u_m (cm/s)	v_m (cm/s)	V_t (cm/s)	θ_t (deg.)	V_s (cm/s)	D (cm/s)
8/31/81	1	-8.08	-6.04	10.09	216.8	-0.224	-0.063
	2	-13.99	-4.05	14.56	196.1	-1.000	0.151
	3	-11.90	0.30	11.90	178.6	0.019	0.209
9/ 2/81	1	3.87	-6.33	7.42	301.4	0.151	0.050
	2	3.58	-6.98	7.84	297.1	0.158	0.056
	3	5.65	-9.40	10.97	301.0	0.208	0.053
7/28/82	1	9.63	-24.11	25.96	291.8	0.516	0.145
	2	11.80	-9.26	15.00	321.9	0.183	-0.086
	3	18.40	-51.47	54.66	289.7	1.054	0.271
7/29/82	1	86.05	-15.74	87.48	349.6	0.188	-1.393
	2	51.97	-23.57	57.07	335.6	0.319	-0.806
	3	24.29	-22.06	32.81	317.8	0.360	-0.334
7/30/82	1	4.74	-13.55	14.36	289.3	0.269	0.070
	2	7.42	-25.22	26.29	286.4	0.498	0.150
	3	6.67	-36.43	37.03	280.4	0.717	0.281
8/24/82	1	1.29	-17.05	17.10	274.3		
	2	19.21	-16.11	25.07	320.0		
	3	13.72	6.07	15.00	336.1	-0.073	-0.255
8/25/83	1	-6.0	-2.08	6.36	199.1		
	2	-8.7	-7.75	11.65	221.7		
	3	7.3	1.34	7.43	10.4	-0.182	-0.299

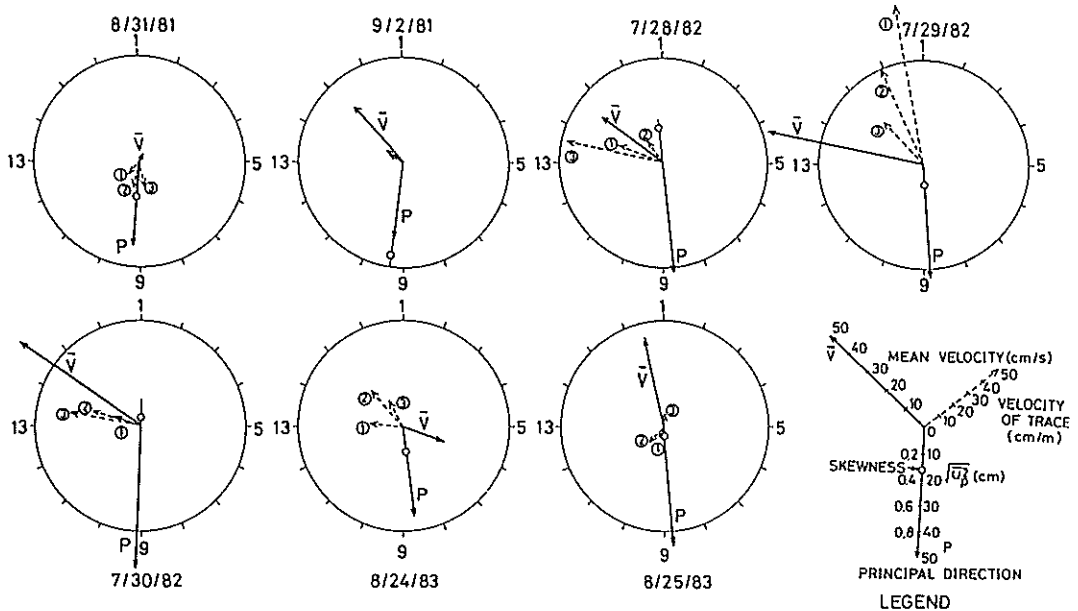


図-5.18 蛍光砂の移動速度と波, 流れの代表諸元

な座標軸(沿岸方向)と直角な座標軸(岸沖方向)を持つ直交座標系である。もう一つは、一つの座標軸を波の進行方向に取り、もう一つの座標軸をそれに直角にするものである(灘岡・田中ら(1981a)の斜交座標系)。今

回の解析では、斜交座標系のほうがより都合がよい。なぜなら、二つの座標軸の方向が代表的な外力の方向に一致しており、したがって、蛍光砂の移動と波・流れの関係を検討し易いからである。すなわち、図-5.19に示す

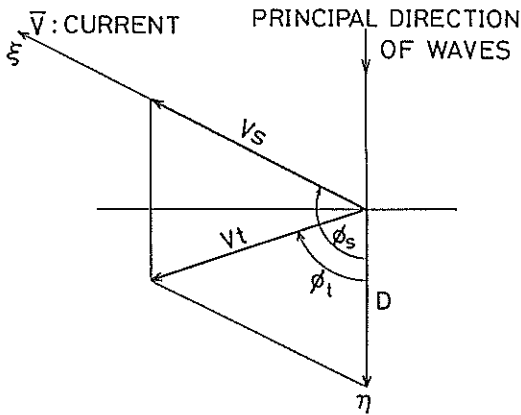


図-5.19 斜行座標系および記号の定義

ように、 η 軸を波の主方向に、 ξ 軸を平均流方向に取り、それらの交差角 ϕ_s を η 軸から ξ 軸に時計回りに定義する。

まず、トレーサの移動速度を V_t 、移動方向を ϕ_t とし、平均流方向成分、波の主方向成分をそれぞれ V_s 、 D とする (図-5.19)。そうすると、次の2式の関係を得る。

$$V_s = V_t \cdot \frac{\sin \phi_t}{\sin \phi_s} \quad \dots\dots\dots (5.12)$$

$$D = V_t \cdot \cos \phi_t \cdot \left[1 - \frac{\tan \phi_t}{\tan \phi_s} \right] \quad \dots\dots\dots (5.13)$$

これらの式で計算した V_s と D の値を表-5.3の後ろ2列に示す。ただし計算では、それぞれの蛍光砂の投入から調査終了までの間 (図-5.16参照) について時間平均した波と流れの代表諸元を用いている。

さて、表-5.3に示した平均流速 V と、平均流方向への蛍光砂移動速度 V_s の関係をプロットしたものが図-5.20である。この図中には、灘岡・田中ら(1981a)が最初に実施した現地調査の結果も合わせてプロットしてある。図-5.20にプロットされたデータのほとんどは、図中に実線で示した

$$V_s = 0.01 \cdot \bar{V} \quad \dots\dots\dots (5.14)$$

の直線のまわりにあることが分かる。データにバラつきがあるので、図-5.20だけからは、式(5.14)の関係は必ずしも十分データを説明しているとはいえない。しかし、式(5.14)の妥当性は以下のことによって高められる。

Komar(1978)が報告している蛍光砂の碎波帯平均沿岸方向移動速度 \bar{V}_s と平均沿岸流速 \bar{V}_l の関係をプロットしたものが図-5.21である。この結果から

$$\bar{V}_s = 0.01 \cdot \bar{V}_l \quad \dots\dots\dots (5.15)$$

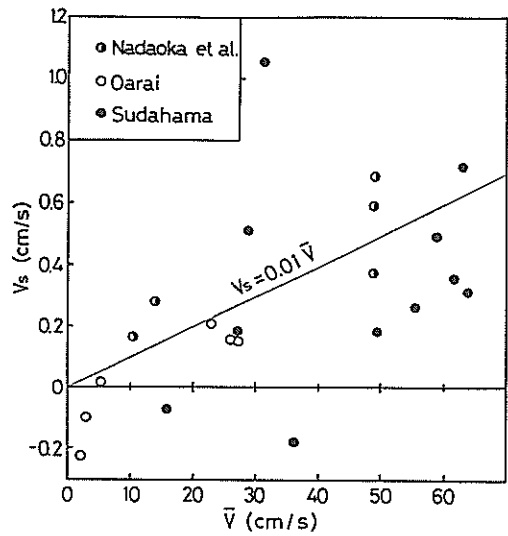


図-5.20 平均流と蛍光砂移動速度の平均流成分の比較

の関係が得られる。式(5.15)の左辺、右辺ともに碎波帯内平均量であるので、これは式(5.14)を岸沖方向に汀線から碎波線まで積分したことに対応する。

一方、灘岡・田中ら(1981a)は、蛍光砂の調査結果に碎波帯内の局所漂砂量として式(5.14)の関係が認められたことに対し、Longuet-Higgins(1970)による沿岸流公式

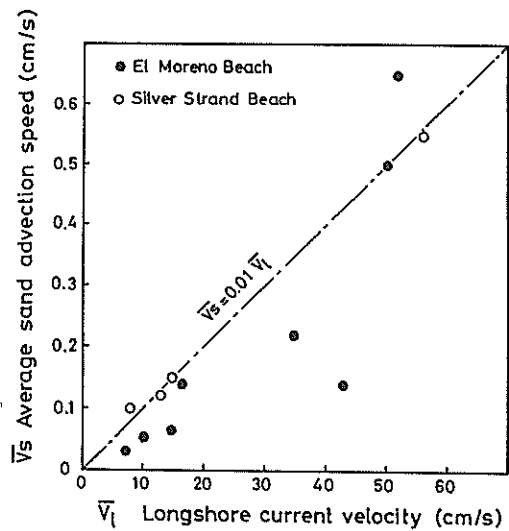


図-5.21 蛍光砂の碎波帯内平均沿岸方向移動速度と沿岸流速の関係

と沿岸漂砂量公式 (CERC, 1977) を組み合わせ、さらに
 蛍光砂の碎波帯内における平均埋没深さが碎波波高に比
 例するとして、半理論的に次式の関係を導いた。

$$\bar{V}_s = 1.04 \cdot C_f \cdot \bar{V}_i \quad \dots\dots\dots (5.16)$$

ここで、 C_f は海底摩擦係数であり、 $C_f = 0.01$ とすること
 によって、式(5.15)の関係が得られることを示した。

これらの研究成果を参照することによって、結局、式
 (5.14)の妥当性が高められたことになり、また逆に式
 (5.14)の関係は灘岡・田中ら(1981a)の結果を現地デー
 タで追認したことになる。

5.5 波の進行方向への平均移動速度

前節では、蛍光砂の移動速度を斜交座標系によって、
 平均流方向成分と波の主方向成分に分解し、前者と平均
 流の関係について述べた。本節では、後者(以下移動速
 度 D と称する)について流速の波の主方向成分 (U_p) と
 の関係を検討する。

5.5.1 移動速度のモデル化

まず、最初に灘岡・田中ら(1981a)と同様に、移動速度
 D と skewness の関係について調べる。これらの関連が想
 定されるのは、以下のことを背景としている。すなわち、
 Bowen(1980)が Bagnoid の砂移動モデル(1962, 1963)
 から導いた振動流のもとでの掃流砂量式、浮遊砂量式は、
 それぞれ

$$i_b = \frac{\epsilon_b \cdot C_D \cdot \rho \cdot u^3}{\tan\phi - u \cdot \tan\beta / |u|} \quad \dots\dots\dots (5.17)$$

$$i_s = \frac{\epsilon_s \cdot C_D \cdot \rho \cdot u^3 |u|}{\omega - u \cdot \tan\beta} \quad \dots\dots\dots (5.18)$$

である。ここに、 ω は底質の沈降速度、 ϵ_b と ϵ_s は 1 より
 小さい定数、 C_D は抗力係数、 ρ は流体の密度、 ϕ は底質
 の安息角、 u は流速である。式(5.17)の分子から容易に
 推察できるように、掃流砂では流速の 3 次モーメントが
 非常に重要なパラメータである。そして、流速の 3 次モ
 ーメントは skewness に対応する。というのは、流速の標
 準偏差の 3 乗 ($\overline{U_p^2}$)^{3/2} を skewness に掛ければ流速の 3
 次のモーメントになるからである (式(5.6)参照)。したが
 って、移動速度 D と skewness の関係を調べるとい
 うことは、底質移動形態として掃流砂が支配的であることを
 仮定している。

図-5.22は、表-5.3, 5.4に示した諸量を用いて計算
 した無次元移動速度 $D / (\overline{U_p^2})^{1/2}$ と skewness の関係を、
 灘岡・田中ら(1981a)のデータも含めてプロットしたもの
 である。図-5.22によると、2つの異なる傾向がある。
 その一つは、skewness の値が増加すると無次元移動速度
 が正値から負値に減少する場合(一点鎖線)であり、須

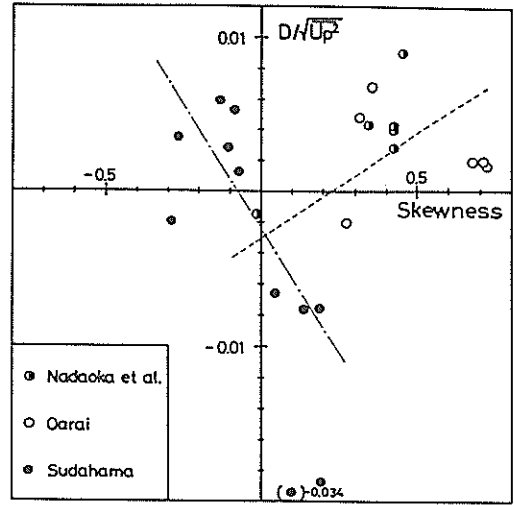


図-5.22 波の主方向への無次元移動速度と skewness
 の関係

田浜海岸のデータがこれに相当する。もう一つの傾向は、
 skewness の増加にもなって無次元移動速度も増加する
 もの(破線)である。つまり、蛍光砂の移動速度 D は
 skewness によって部分的には説明できるのであるが、統
 一的な説明は出来ないようである。したがって、さらに
 新たな説明パラメータを加える必要がある。

図-5.22の結果は、底質移動形態のうち掃流砂に注目
 したものである。もう一つの底質移動形態すなわち浮遊
 砂については式(5.18)のように定式化されており、分子
 に流速の 4 次モーメントが、分母に流速の一次モーメ
 ントが含まれていて非常に複雑である。図-5.22の二つの
 傾向を统一的に説明するために、とりあえず式(5.18)の
 分母にある流速の一次モーメントを無視して、流速の 4
 次モーメント $\overline{U_p^3 |U_p|}$ を新しいパラメータとすることが
 考えられる。しかし、 $\overline{U_p^3 |U_p|}$ の値は skewness の値を強
 調したものに過ぎないので、図-5.22にある 2つの異
 なる傾向をこのパラメータを導入することによって改善で
 きそうにはない。

加藤・田中(1983)、Sternberg and Shiら(1984)およ
 び Beach and Sternberg(1987)は、碎波帯内の浮遊砂に
 関する現地観測結果に基づいて、浮遊砂濃度が高くなる
 ときは入射波の bore の通過直後と位相が一致しているこ
 とを報告している。また、灘岡・上野ら(1987)は、bore
 通過によって生じる斜降渦による底面の攪乱作用が浮遊
 砂濃度を高めることを実験で示した。したがって、bore

の状況（すなわち、表面波形ならびに流速波形の前傾状態）を説明するパラメータを考慮することが必要になる。このために、3次より高次の流速のモーメントを利用することはできない。なぜなら、Skewnessは波形の上下の非対称性の指標であって、（波形の前傾にともなう）前後の非対称性の指標にはなり得ないし、流速の3次より高次のモーメントを計算してもそれはskewnessを誇張するものに過ぎないからである。

そこで、流速波形の前傾度を示すパラメータとして、合田(1985)が提案した波形の前傾度パラメータ (atiltness)の考え方を採用することにする。このパラメータの概念は、図-5.23で明らかのように、流速波形を時間微分すると前傾した波形は加速度波形において上下の非対称性になって現れることを利用するものである。加速度波形の上下の非対称性（すなわち skewness）が、流速波形の前後の非対称性に対応するので、加速度の3次モーメント

$$\gamma_3 = \overline{U_p^3} \quad \dots\dots\dots(5.19)$$

をパラメータとして導入する。

新しく定義したパラメータを用いて、蛍光砂の無次元移動速度が近似的に次式で表されると仮定する。

$$\frac{D}{[U_p^2]^{1/2}} = a \cdot \sqrt{\beta_1} + b \cdot \frac{\gamma_3}{g^3} \quad \dots\dots\dots(5.20)$$

ここで、 a と b は係数、右辺の第2項は重力加速度の3乗で除して無次元化してある。

新しく定義したパラメータは浮遊砂濃度だけに関係しているの、次に、浮遊砂の移動方向を考慮する必要がある。Bore通過時に発生した浮遊砂は、それが海底に沈降するまでにその後の流れによって流れと同じ方向に運ばれる。Bore通過後の流れは、時間とともにその大きさ・方向が変化しているので、正味の浮遊砂移動方向は振動流の周期（あるいは、波の周期）と底質が沈降して海底面に達するまでに要する時間の相対的の大きさに関係する。

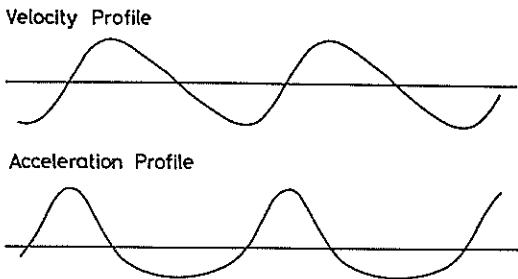


図-5.23 流速波形と加速度波形

例えば、浮遊砂の沈降速度が大きいときには、bore通過直後の岸向き流れによって、岸方向に運ばれ、短い沈降時間内に岸側に堆積してしまう。すなわち、正味の移動方向は岸向きとなる。一方、沈降速度が小さい場合には、岸向き流れが生じている間に十分沈降せず、その後の沖向き流れの間に沖方向に運ばれて海底に堆積する。

CERC(1977)によると、砕波帯内の浮遊砂の移動方向は、無次元沈降時間パラメータ

$$F_0 = \frac{H_0}{\omega \cdot T} \quad \dots\dots\dots(5.21)$$

によって概略説明できる。ここで、 H_0 は沖波波高、 T は波の周期、 ω は底質の沈降速度である。式(5.21)は、砕波水深に相当する距離を底質が沈降するに要する時間と次のboreが到達するまでの時間（波の周期）の比であり、 $F_0 > 1$ （すなわち、 $H_0/\omega > T$ ）のときには、大部分の浮遊砂が沖方向に運ばれて沖方向に堆積する。蛍光砂調査を実施した海岸の場合、底質の平均粒径は0.16~0.24mmであり（表-5.1参照）、沈降速度に換算すると1.8~3.2 cm/sとなる。表-5.1より、波の周期を8sとすると式(5.21)の分母は14~25cmになる。これに対し、観測時の沖波波高は0.7m~1.5mであったので、 F_0 は十分1より大きい。したがって、浮遊砂の正味の移動方向は、沖方向であると考えられ、式(5.20)右辺第2項の係数 b の値は負であると推察される。

5.5.2 移動速度に及ぼす長周期波の影響

前項での浮遊砂の正味の移動方向に関する概略検討は、周期8sの入射波を考えた。しかし、砕波帯内には長周期波が存在する可能性があるため、前項だけの検討では十分ではない。そこで、本項では、蛍光砂調査時の流速場について解析し、浮遊砂の正味の移動方向を検討し、式(5.20)のモデルを確定する。

表-5.2によると、調査日7/28/82と7/30/82には波の主方向流速変動(U_p)のskewnessが負となっており、また調査日7/29/82, 8/24/83および8/25/83では正になっているものの0に近い。これらは須田浜での調査である。一方、大洗海岸で調査した調査日8/31/81と9/2/81では、平均skewnessの値は正の大きな値である。本解析では波による流速変動 U_p を波の進行方向に正と定義してあるので、砕波帯内の入射波による U_p のskewnessは水面変動との類似性（すなわち、沖向き流速に比べて岸向き流速は大きくその継続時間が短い）から正の大きな値になると思われる。したがって、須田浜の平均skewnessが負になっていたり、正であっても0に近い値であるのは、非常に不自然な感じがする（skewnessの記号として一般に使用されている $\sqrt{\beta_1}$ は、skewnessの値が正であることを

前提としている)。この原因について、まず検討する。

図-5.24, 5.25は、大洗海岸 (9/2/81) と須田浜 (7/30/82) で得られた5分間の流速記録である。何れの図も、Y軸正の方向は汀線に直角で、波の主方向とほぼ一致している。X軸の方向はY軸に直角、汀線に平行である。大洗海岸の流速変動(図-5.24)は主に入射波によるものであり、skewnessの値は大きい(平均0.72)。しかしながら、須田浜の例(図-5.25)では、Y方向成分に、周期80~100sの長周期成分が認められ、しかもその振幅は入射波の流速変動の振幅より遙かに大きい。この様な

状況のときに skewness の値が負(-0.1)となっている。

1982年に須田浜で調査したときの流速データをもとに、波の主方向成分の流速についてスペクトル解析を行った。用いたデータは、 $\Delta t=0.4s$, $N=2048$ であり、約13分40秒間に相当する。その結果を図-5.26に示す。調査日およびスペクトル解析の開始時間は各図の上段に示してある。図-5.26によると、エネルギー密度のピークは0.01 Hzのところを唯一存在するだけであり、通常の入射波の周波数に対応する0.10~0.15Hzのところにはエネルギー密度のピークは認められない。これは、長周期変動成分

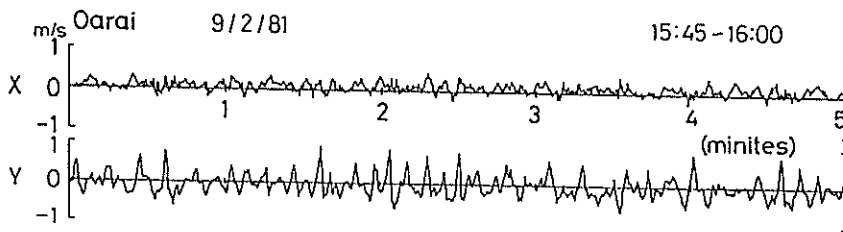


図-5.24 流速記録の一例(1981年9月2日調査, 大洗)

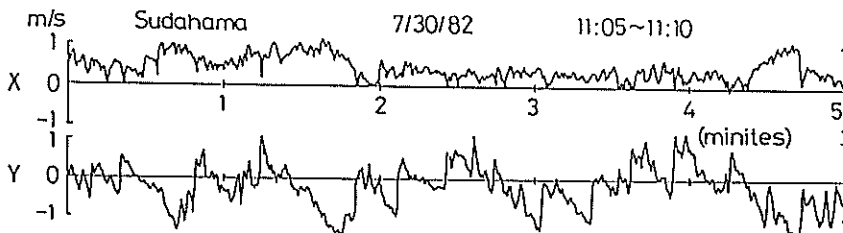


図-5.25 流速記録の一例(1982年7月30日調査, 須田浜)

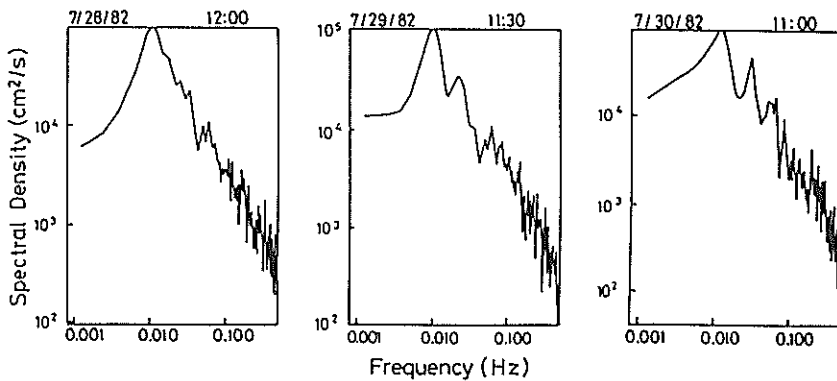


図-5.26 流速の波の主方向成分のスペクトル密度(1982年調査, 須田浜)

のエネルギーが、入射波成分のそれより非常に大きいため後者が目立たなくなったためである。同様のスペクトル解析を、1981年と1983年の調査で得た流速記録についても実施したところ、1983年の須田浜の解析結果には0.01 Hzのところエネルギー密度のピークが存在したが、1981年の大洗海岸の結果には認められなかった。

長周期変動成分の振幅が入射波のそれより大きい場合には、流速の瞬間値の統計的特性は長周期成分の影響を受けるので、skewnessの値は通常の入射波だけではなく長周期変動成分にも依存していることが推察できる。図-5.25を詳細に調べると、長周期変動成分は正弦的に変化しているのではなく、正の側(岸向き流速)において平になりその継続時間も長く、一方、負の側(沖向き流速)では尖り、継続時間が短くなっていることが分かる。したがって、このような場合には、たとえ skewness が正になるような入射波成分が存在したとしても、全体として skewness が負になる可能性が考えられる。すなわち、skewnessの値は入射波の流速波形の上下の非対称性だけでなく長周期波成分の非対称性の影響も受ける。

このことを確認するために、2つの方法で skewness の値を計算することを試みた。その1つは、1時間相当の生データを移動平均して周期の短い成分を取り除いた後に skewness を計算する方法で、移動平均時間長は0.45~70sの間で変化させた。もう1つは、移動平均で取り除かれた周期の短い成分に対して skewness を計算するものである。この解析を、1982年の須田浜の流速データについて行い、その結果を横軸に移動平均時間長を取って図-5.27~5.29に示した。図中、前者の解析結果(長周期変動成分)を $(skewness)_L$ で、後者の解析結果(短周期変動成分)を $(skewness)_S$ で区別した。これらによると、長周期成分の skewness は短周期成分のそれよりも小さく、特に調査日7/28/82と7/30/82では長周期成分の skewness の値が常に負になっていることが分かる。

砕波帯内に周期1~数分の長周期の流体運動が存在していることは、多くの研究者によって観測されている(例えば、Huntley and Bowen, 1973; Suhayda, 1974; Huntley, 1976; Sasaki and Horikawa, 1978; Holman and Huntleyら, 1978; Huntley and Bowen, 1978; Hotta and Mizuguchiら, 1981; Huntley and Guzaら, 1981; Katoh, 1981; Guza and Thornton, 1982)。しかし、私の知る限りにおいては、長周期変動成分の skewness が負になるという報告はなされていない。

さて、前項で検討した正味の浮遊砂移動方向は、入射波だけが存在している場には適用できるのであるが、長周期変動成分が共存する場合には単純に適用するわけに

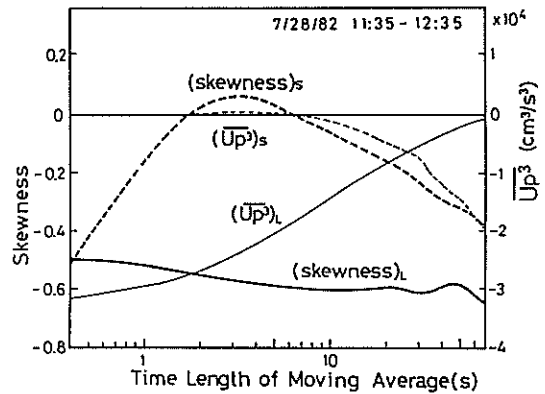


図-5.27 長周期成分と短周期成分の skewness (1982年7月28日調査)

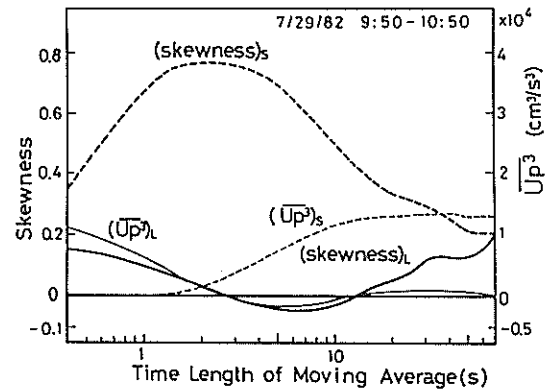


図-5.28 長周期成分と短周期成分の skewness (1982年7月29日調査)

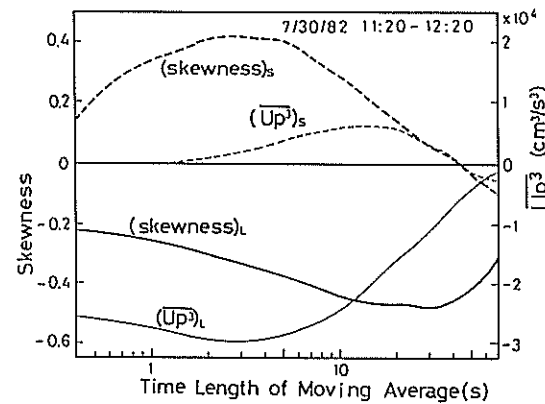


図-5.29 長周期成分と短周期成分の skewness (1982年7月30日調査)

はいかない。例えば、図-5.25に認められるように、長周期波成分が正の大きな流速になっているときには、それと入射波が重なった流速は正の領域でだけ変動する。したがって、bore通過時に生じる浮遊砂は長周期成分の流れの方向に運ばるので、式(5.21)の T として入射波の周期を当てはめるのは適当ではない。

そこで、長周期波成分を含む流速場の正味の浮遊砂移動方向を、以下のように推察した。流速の長周期成分の skewness の値が負であることは、流速が正(岸向き)となっている時間が、負(沖向き)となっている時間よりも長いことを意味している。したがって、顕著な長周期波が存在する状態で、もし入射波の周期が一定であるとするならば、ある固定点を通る bore の頻度(つまり、高濃度の浮遊砂の発生頻度)は長周期成分の岸向き流速時のほうが沖向き流速時より高い。この状態は図-5.25に認められる。それ故、より多くの浮遊砂が岸方向に運ばれ、正味の岸向き砂移動が生じる。

したがって、浮遊砂の移動方向(換言すると、式(5.20)の係数 b の符号)は、長周期成分が存在するかしないかによって次のように代える必要がある。

- (a) 流速場が主に入射波によるものであるとき、浮遊砂は沖方向に広がり堆積する。つまり、式(5.20)の係数 b の値は負である。
- (b) Skewness が負になるような長周期成分が卓越する場合には、正味の移動方向は岸向きとなる。この場合には係数 b の値は正である。

Skewness の値は入射波の成分が相対的に大きいときには正であり、長周期波成分が相対的に強いときにはその流速波形に依存するので、係数 b の符号を代える第一次近似として、skewness の値を利用することとし、式(5.20)を次式のように書き換える。

$$\frac{D}{[U_p^2]^{1/2}} = a \cdot \sqrt{\beta_1} + b \cdot \text{sgn}(\sqrt{\beta_1}) \cdot \frac{\gamma_1}{g^3} \quad (5.22)$$

ここで、 $\text{sgn}(\sqrt{\beta_1})$ は、 $\sqrt{\beta_1}$ (skewness) の値が正か負によって +1 か -1 となる。こうすると、係数 b の符号を固定できる(負でなければならない)。なお、例え顕著な長周期成分が存在していても、周期が長いので流速波形を時間に関して微分して加速度にすると小さくなり、式(5.19)で定義される γ_1 は依然として入射波の波形の前傾度を表す。

式(5.22)の右辺第2項の γ_1 の値は、表-5.3に示した加速度の skewness の値に加速度の標準偏差の3乗 ($\overline{U_p^2})^{3/2}$ を掛けることによって計算できる。その他、表-5.3, 5.4に示した各物理量の実測値を用いて式(5.22)の回帰分析を実施した結果、 $a=0.024$ 、 $b=-85.1$ を得た。これらの

係数値を用いて式(5.22)の右辺を計算し、実測無次元移動速度との関係を図-5.30にプロットした。図には、灘岡・田中ら(1981a)のデータも併せてプロットしてある。図-5.30では、図-5.20に認められた2つの異なる傾向はなくなっており、プロットされたデータは、傾向の若干外れる3つのデータを除いて最小自乗法によって原点を通るようにして求めた傾き0.85の直線のまわりに散らばっている。そこで、係数 a 、 b の値に0.85を乗じることによって、次式の関係を得る。

$$\frac{D}{[U_p^2]^{1/2}} = 0.02 \cdot \sqrt{\beta_1} - 72.4 \cdot \text{sgn}(\sqrt{\beta_1}) \cdot \frac{\gamma_1}{g^3} \quad \dots\dots\dots (5.23)$$

すでに説明したように、式(5.23)の右辺第1項は掃流砂に、第2項は浮遊砂に対応したものである。 γ_1 は常に正の値となっていたことから、掃流砂と浮遊砂の方向は $\sqrt{\beta_1}$ が正のときお互いに逆向きであると言える。

5.6 蛍光砂の混合深さ

Komar and Inman(1970)、灘岡・田中ら(1981a)、Kraus(1985)が指摘したように、碎波帯内には海底面下の底質の鉛直混合現象が存在し、この影響を受けて蛍光砂は海底面下に潜る。3種の蛍光砂各々について、各調査時の全てのデータをもとに海底面下のトレーサの鉛直分布を計算し、蛍光砂の総数で基準化して図-5.31に示した。この分布から、蛍光砂の混合深さ(底質の混合層厚)

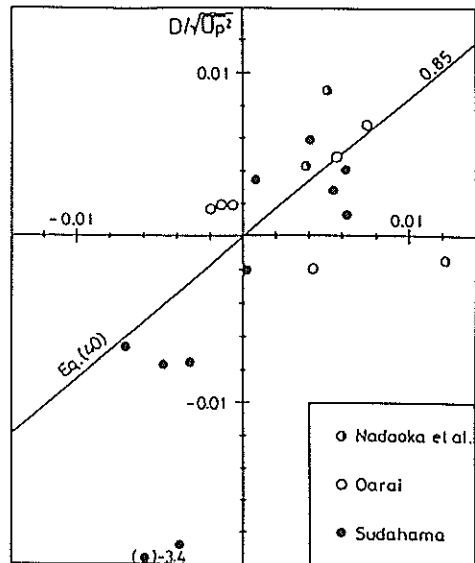


図-5.30 実測無次元移動速度と式(5.22)の右辺の関係 ($a=0.024$ 、 $b=-85.1$)

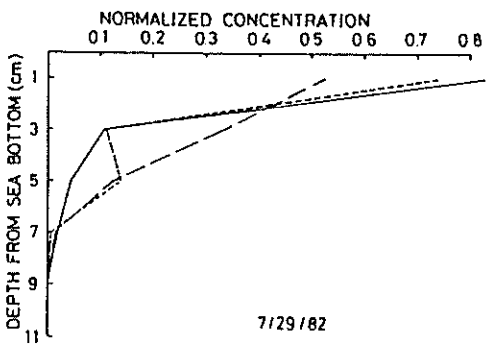
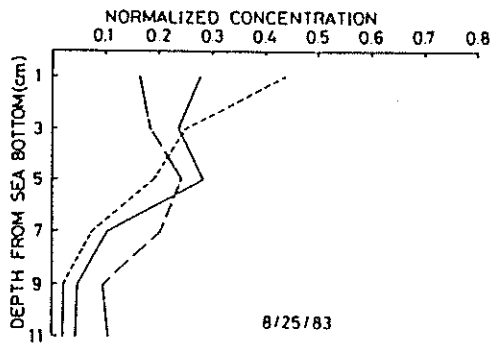
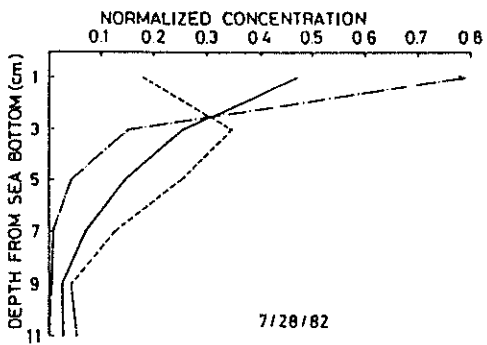
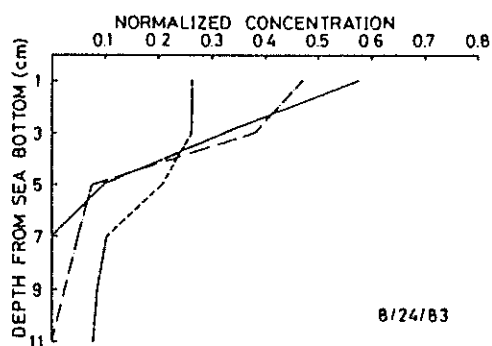
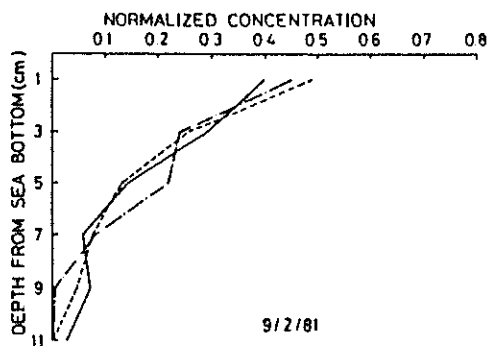
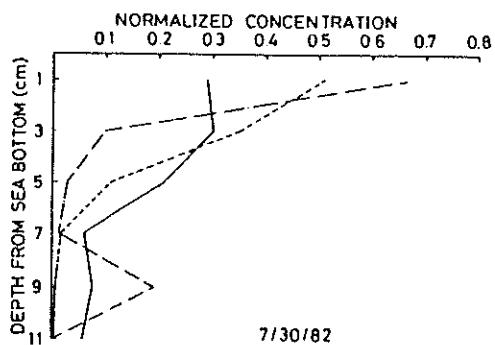
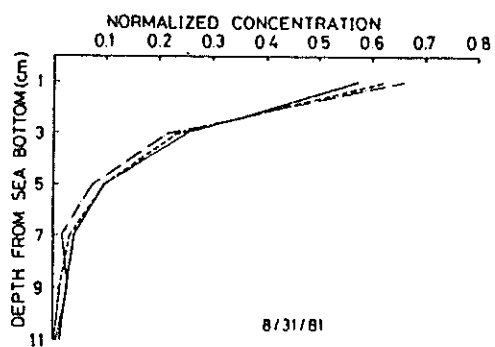


図-5.31 海底面下の蛍光砂の鉛直分布

を計算する。蛍光砂の混合深さについては、Kraus(1985)が5種類の定義について実際の海底面下の蛍光砂の鉛直分布データを用いて検討している。その結果、全体の80%の蛍光砂が含まれるまでの深さを混合深さとするのが適していると述べている。ここでは、灘岡・田中ら(1981a), Kraus(1985)と同様に、80%の蛍光砂が含まれるまでの深さを計算し、その結果を表-5.5に示した。この混合深さと流速変動の関係を調べる。

Sunamura and Kraus(1985)は、砕波帯内の波による海底面以下の砂の鉛直混合について剪断応力モデルを提案している。そのモデルによると、混合深さ \bar{b} を粒径で無次元化したものは、次のように Shields パラメータと線形関係にある。

$$\bar{b}/d_m = K_1 \cdot \Psi_b \quad \dots\dots\dots (5.24)$$

$$\Psi_b = \frac{1}{2} \cdot \frac{f_w \cdot U_b^2}{(\rho_s/\rho - 1)gd_m} \quad \dots\dots\dots (5.25)$$

ここで、 K_1 は係数、 Ψ_b は砕波点における底面軌道流速の最大値(U_b)で定義した Shields 数、 f_w は波の摩擦係数、 b の上につけたバーは砕波帯内の平均値であることを意味する。Sunamura and Kraus(1985)は、このモデルをもとに現地観測データを用いて最終的に次式の関係を得た。

$$\bar{b} = 0.027 \cdot H_b \quad \dots\dots\dots (5.26)$$

式(5.24)、(5.25)によると、砕波帯内の平均混合深さは砕波点の底面流速の2乗に比例する。これと同様の関係が、局所的な混合深さ(b)と流速にも適用できるかどうかについて調べるために、波の主方向成分流速の2乗平均値を重力加速度で除した値 \bar{U}_p^2/g と表-5.5に示した混合深さの関係を図-5.32にプロットした。若干のデータのバラつきはあるものの、データは原点を通る直線

$$b = 2.5 \cdot \bar{U}_p^2/g \quad \dots\dots\dots (5.27)$$

で近似できる。

この結果を、式(5.26)と比較するために、式(5.27)の右辺を波高で書き換えることにする。まず、流速変動の有義全振幅(H_{up})_{1/3}が次式で評価できるものとする。

表-5.5 蛍光砂の混合深さ

調査日	1st	2nd	3rd
8/31/81	4.08	3.37	3.64
9/ 2/81	4.09	3.96	3.60
7/28/82	4.89	4.89	3.77
7/29/82	3.59	3.16	3.13
7/30/82	4.32	3.60	3.67
8/24/83	3.22	5.48	4.02
8/25/83	5.62	4.79	6.53

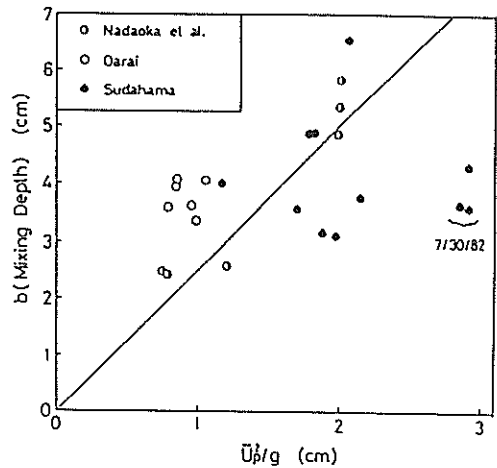


図-5.32 混合深さと流速の自乗平均の関係

$$(H_{up})_{1/3} = 4.0 [\bar{U}_p^2]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (5.28)$$

長波近似をすると、流速変動の有義振幅と有義波高の間には

$$\frac{(H_{up})_{1/3}}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{H_{1/3}}{h} (gh)^{1/2} = \frac{1}{2} \cdot (\gamma g H_{1/3})^{1/2} \quad \dots\dots\dots (5.29)$$

の関係がある。ここで、 $H_{1/3}$ と h は有義波高と水深であり、 γ は両者の比で、不規則波の場合0.6~0.65となる(Goda, 1985)。式(5.28)と(5.29)を式(5.27)に代入すると

$$b = 0.156 \cdot \gamma \cdot H_{1/3} = 0.10 H_{1/3} \quad \dots\dots\dots (5.30)$$

を得る。そうすると、砕波帯内の平均混合深さは

$$\bar{b} = \frac{1}{X_b} \int_0^{X_b} b \cdot dx \quad \dots\dots\dots (5.31)$$

で評価できる。ただし、 X_b は砕波帯の幅である。一様海底勾配を仮定すれば、 $h = x \cdot \tan \beta$ 、 γ は一定であるので、式(5.31)は容易に積分できて次のようになる。

$$\begin{aligned} \bar{b} &= \frac{1}{X_b} \int_0^{X_b} 0.01 \cdot \gamma \cdot x \tan \beta \cdot dx \\ &= 0.05 \cdot H_b \quad \dots\dots\dots (5.32) \end{aligned}$$

ここで、 H_b は砕波点における有義波高である。

式(5.26)と式(5.32)の係数の値は同じオーダーであるものの、式(5.32)の方が約2倍の大きさになっている。この違いについて、2、3の原因が考えられる。第一に、両方の式にも波の振動流速だけを考慮しており平均流速の効果が含まれていない。第二に、Kraus(1985)の現地調

査データによると、混合深さの岸沖分布は調査ケースによって非常に異なる。あるケースでは、岸沖方向に一定であり、また別のケースでは、沖方向に深くなっていたり、逆に浅くなっていたりしている。このように、岸沖方向分布はいろいろあるが、式(5.32)では混合深さは汀線で0であり、沖方向に水深に比例して増大し碎波点で最大になることを仮定している。さらには、式(5.28)、(5.29)での碎波帯内の波の場の仮定に長周期波成分が考慮されていない。しかし、今回の調査では調査地点の波高を測定していないから、ここでは混合深さは式(5.32)のように流速で表示する方がよい。たとえば波高を測定していたとしても、図-5.24のように長周期成分が共存するときには、生データに対してゼロアップクロス法あるいはゼロダウンクロス法を適用して個々の波を定義することが難しいので、代表波高を得ることが困難である。

5.7 局所的漂砂量

Komar and Inman(1970)が沿岸漂砂量を評価したと同様に考えると、単位幅当り局所漂砂量 Q_i は、

$$Q_i = b \cdot V_i \quad \dots\dots\dots (5.33)$$

となる。ここで、 b は海底面下の底質の混合深さ、 V_i は底質の移動速度である。底質の移動速度は、平均流方向 (V_s) と波の主方向 (D) に分解することが出来るので、局所漂砂量についても同様に分解すると

$$Q_s = b \cdot V_s \quad \dots\dots\dots (5.34)$$

$$Q_D = b \cdot D \quad \dots\dots\dots (5.35)$$

となる。式(5.14)、(5.23)、(5.27)を、式(5.34)、(5.35)に代入すると、局所漂砂量式として

$$Q_s = 0.025 \cdot \overline{U_p^2} \cdot \overline{V} / g \quad \dots\dots\dots (5.36)$$

$$Q_D = \frac{1}{g} \cdot [0.05 \cdot \overline{U_p^3} - \frac{181}{g^3} \cdot \text{sgn}(\sqrt{\beta_1}) \cdot (\overline{U_p^2})^{3/2} \cdot [\overline{U_p^3}]] \quad \dots\dots\dots (5.37)$$

を得る。

既に述べたように、式(5.37)の右辺第1項は主に掃流砂に対応しており、第2項が主に浮遊砂に対応している。平均流速方向への砂移動も、掃流砂と浮遊砂の2つの移動形態が同時に生じているはずである。しかし、式(5.36)では、平均流方向への漂砂量は一つの項で表現されている。これは、平均流方向への砂移動形態を掃流砂と浮遊砂とに分けることが出来なかったためであり、したがって式(5.36)の右辺には掃流砂と浮遊砂が共に含まれている。

式(5.37)に基づいてさらに興味ある議論が出来る。式

(5.37)の右辺第2項は式(5.23)の右辺第2項(すなわち浮遊砂の項)に海底面下の混合深さを掛けることによって得られたものである。混合過程は海底面下の現象であり、一方浮遊砂は海底面上の現象だから、この操作は非常に奇妙である。しかしながら、結果的に奇妙な操作をすることになったことから逆に碎波帯内の浮遊砂現象が以下のように推察できる。

簡単のために、海底面上にある一粒の砂を考える。まず、Bore がその真上を通過した後、着目した砂は海底面から舞い上がり浮遊状態になり、その後の流れによって水平方向に運ばれながら沈降し、海底面に達する。次に、海底面下の鉛直混合過程によって、いま注目している一粒の砂はある深さに埋没する。そうなると、しばらくの間、bore 通過後に浮遊状態になる機会を失う。この粒子が、鉛直混合過程によって再び海底面上に現れて来るまでに要する時間は、混合深さが深い程長くなる。再出現までの時間が長くなるということは、この一粒の見かけの移動速度が小さくなることに対応する。この効果は、蛍光砂調査で経験的に得た移動速度 D の中に含まれている(式(5.23)の右辺第2項)。注目していた一粒の砂が海底面下に埋没している間に、その地点で以前は海底面下にあった砂で鉛直混合によって海底面上に現れた砂が浮遊状態になって運ばれる。もちろん、注目している砂と同じ見かけの移動速度で運ばれる。この様に飛び出す砂の粒子数は、注目している砂の再出現時間が長くなればなるほど(混合深さが深くなるほど)、多くなる。この過程によって運ばれる浮遊砂の全量を評価するために、蛍光砂の移動速度に混合深さが掛けられているのである。

これまで、碎波帯内において掃流砂量と浮遊砂量のどちらが卓越するかについて、種々の議論がなされてきた。例えば、Komar(1978)は蛍光砂を利用した現地調査結果より、底質の移動速度が平均流の1%程度であることから、浮遊砂は少なく掃流砂が卓越しているとしている。一方、Sternberg and Shiら(1984)は、現地観測の結果に基づいて、Leadbetter Beachの沿岸漂砂の大部分は浮遊砂によって生じたと報告している。そこで、式(5.37)に基づいて、掃流砂量と浮遊砂量の相対的割合について検討する。式(5.37)の右辺第1項は掃流砂量に、第2項は浮遊砂量に対応しているので、波の主方向への掃流砂量と浮遊砂量の絶対値をそれぞれ q_b と q_s とすると、

$$q_b = \left| \frac{0.05 \cdot \overline{U_p^2}}{g} \right| \quad \dots\dots\dots (5.38)$$

$$q_s = \left| \frac{181 \cdot (\overline{U_p^2}) \cdot \overline{U_p^3}}{g^3} \right| \quad \dots\dots\dots (5.39)$$

となる。ただし、 $\text{sgn}(\sqrt{\beta_1})$ は、その絶対値が1であるの

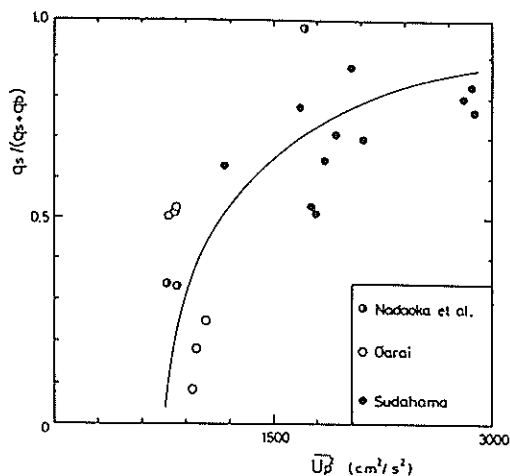


図-5.33 全漂砂量に対する浮遊砂の割合と $\overline{U_p^2}$ の関係

で省略した。表-5.4に示した実測流速データを用いて、式(5.38)、(5.39)で q_b 、 q_s を計算し、さらに、 $q_s / (q_s + q_b)$ を評価し、その結果と振動流の波の主方向成分の2乗平均値との関係を図-5.33にプロットしてある。図-5.33によると、全漂砂量に対する浮遊砂量の割合は、 $\overline{U_p^2}$ が増加するに連れて、0.1から1.0近くまで変化する。このことより、浮遊砂量は荒天時に卓越することが推察される。また、図-5.33では、長周期波の顕在していた須田浜(黒丸)での浮遊砂の割合が多いことも分かる。砕波帯内では、入射波の波高は水深に規定されるので、 $\overline{U_p^2}$ は頭打ちになると考えられようが、実際にはそうではなく、沖波波高の増大にともなって長周期成分の振幅が増大するので $\overline{U_p^2}$ の値も大きくなる。このようなことから、 $\overline{U_p^2}$ が大きくなると(長周期波成分が増大すると)浮遊砂量が支配的になるといえる。

5.8 結 論

砕波帯内の局所的漂砂量を調べるために、蛍光砂を砕波帯内の1点に投入し、投入点を中心とする円周上の16地点から15分間隔で連続5時間にわたってコアサンプルを採取することを、繰り返し実施した。同時に、電磁流速計を用いて、蛍光砂投入地点の流速の水平2成分の測定を行った。現地調査は、太平洋に面する3海岸で、延べ5回実施した。本章では、得られたデータをもとに、局所的砂移動と流体運動の特性との関係について調べた。主な結論は以下の通りである。

- (1) 平均流方向への平均流で運ばれる砂移動速度は、平均流速の約1%である。この関係は、灘岡・田中ら(1981a)の結果を追認している。

- (2) 波の主方向へのトレーサの移動速度は、流速波形の上下の非対称性だけでなく、前後の非対称性にも依存している。上下の非対称性は、掃流砂量に関係しており、前後の非対称性は浮遊砂量に関係している。前後の非対称性の程度は、加速度波形の skewness を計算することによって評価した。
- (3) 流速の波の主方向成分の skewness は、いくつかのケースで負の値となった。これは、入射波の流速成分の skewness の値は正であるが、長周期波成分のそれが負であるとき、両者が重なった合成流速成分に長周期波成分の影響が強くなって、skewness が負になったものである。
- (4) 高濃度の浮遊砂の正味の移動方向は、bore 通過後の流れの方向に支配される。入射波が卓越するときには岸向き、長周期波が卓越するときには、その流速波形に依存した向きになる(長周期波の波形の skewness が負のときは沖向き)。移動方向の決定には、第1次近似として流速の波の主方向成分の skewness の符号を用いることができる。
- (5) 底質の局所混合深さは、近似的に流速変動の2乗平均値に比例する。
- (6) 第1次近似として、局所的漂砂量式を経験的に導いた。もちろんこの式は、今回の現地観測程度の海象条件に適用が限られる。
- (7) 局所漂砂量式に基づいて、浮遊砂の移動状況を推察した。すなわち、個々の底質は間欠的に比較的短時間に浮遊状態になって運ばれ、海底面上に落ちると鉛直混合によって海底面下に埋没することを繰り返す。
- (8) 浮遊砂量の絶対値と掃流砂量の絶対値の和に対する、浮遊砂量の絶対値の比は流速変動の2乗平均値が大きくなるにつれて0.1から1.0近くまで増大する。このことは、荒天時の砕波帯内で長周期波が卓越するときに浮遊砂量が極めて支配的になることを示唆している。

参考文献

- 1) 加藤一正・田中則男(1983): 砕波帯内の浮遊砂に関する現地観測, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 224-228.
- 2) 合田良実(1985): 波浪の統計的性質に関する二, 三の数値的検討, 港湾技術研究所報告, 第24巻, 第4号, pp. 65-102.
- 3) 灘岡和夫・田中則男・加藤一正(1981a): 蛍光砂を用いた砕波帯内における局所的砂移動の観測, 港湾技術研究所報告, 第20巻, 第2号, pp. 75-126.
- 4) 灘岡和夫・田中則男・加藤一正(1981b): 蛍光砂を用いた局所的砂移動と移動量の観測, 第28回海岸工学講

- 演 会論文集, pp. 178-182.
- 5) 灘岡和夫・上野成三・五十嵐竜行(1987) : 碎波帯内における底面近傍の流体運動特性と浮遊砂について, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 256-260.
 - 6) Bagnold, R. A. (1962) : Autosuspension of transported sediment; Turbidity Currents, Proc. of the Royal Society of London, Series A, Vol. 265, pp. 315-319.
 - 7) Bagnold, R. A. (1963) : Mechanics of marine sedimentation, in the Sea, Vol. 3, edited by M. H. Hill, Interscience, pp. 507-528.
 - 8) Bailard, J. A. (1981) : An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach, J. G. R. , Vol. 86, No. C11, pp. 10938-10954.
 - 9) Beach, R. A. and R. W. Sternberg(1987) : The influence of infragravity motions on suspended sediment transport in the inner surf zone, Coastal Sediment '87, ASCE, pp. 913-928.
 - 10) Bowen, A. J. (1980) : Simple models of near-shore sedimentation; Beach profile and longshore bars, in the Coastline of Canada, Edited by McCann, S. B. , Geological Survey of Canada, Ottawa, pp. 1-11.
 - 11) Coastal Engineering Research Center, U. S. Army(1977) : Shore Protection Manual, U. S. Government Printing Office.
 - 12) Goda, Y. (1985) : Random sea and design of maritime structures, University of Tokyo Press, 323p.
 - 13) Holman, R. A. , D. A. Huntley and A. J. Bowen (1978) : Infragravity waves in storm conditions, Proc. of 16th ICCE, pp. 268-284.
 - 14) Guza, R. T. and Thornton, E. B. (1982) : Swash oscillation on a natural beach, J. G. R. , Vol. 87, pp. 483-491.
 - 15) Hattori, S. (1982) : Field study on onshore-off-shore sediment transport, Proc. of 18th ICCE, pp. 923-940.
 - 16) Hotta, S. , M. Mizuguchi and M. Isobe(1981) : Observations of long period waves in the surf zone, Coastal Eng. in Japan, Vol. 24, pp. 41-76.
 - 17) Huntley, D. A. and A. J. Bowen(1973) : Field observation of edge waves, Nature, Vol. 243, No. 5403, pp. 160-162.
 - 18) Huntley, D. A. (1976) : Long-period waves on a natural beach, J. G. R. , Vol. 81, No. 36, pp. 6441-6449.
 - 19) Huntley, D. A. and A. J. Bowen(1978) : Beach cusps and edge waves, Proc. of 16th ICCE, pp. 1378-1393.
 - 20) Huntley, D. A. , R. T. Guza and E. B. Thornton (1981) : Field observation of surf beat, I. Progressive edge waves, J. G. R. , Vol. 86, No. C7, pp. 6451-6466.
 - 21) Katoh, K. (1981) : Analysis of edge waves by means of empirical eigenfunctions, Report of PHRI, Vol. 20, No. 3, pp. 3-51.
 - 22) Katoh, K. , N. Tanaka and I. Irie(1984) : Field observation on suspended-load in the surf zone, Proc. of 19th ICCE, pp. 1846-1862.
 - 23) Katoh, K. and N. Tanaka(1986) : Local movements of sand in the surf zone, Proc. of 20th ICCE, pp. 1240-1254
 - 24) Komar, P. D. and D. L. Inman(1970) : Longshore sediment transport on beaches, J. G. R. , Vol. 75, No. 30, pp. 5914-5927.
 - 25) Komar, P. D. (1978) : Relative quantities of suspension versus bed-load transport on beaches, Jour. of Sedimentary Petrology, Vol. 48, pp. 921-932.
 - 26) Kraus, N. C. , H. Hansen and S. Harikai(1984) : Shoreline change at Oarai Beach: Past, present and future, Proc. of 19th ICCE, pp. 2107-2123.
 - 27) Kraus, N. C. (1975) : Field observation on vertical mixing of sand in the surf zone, Jour. of Sediment Petrology, Vol. 55, No. 1, pp. 3-14.
 - 28) Longuet-Higgins, M. S. (1970) : Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1 and 2, J. G. R. , Vol. 75, No. 33, pp. 6778-6789, and pp. 6790-6801.
 - 29) Nagata, Y. (1964) : The statistical properties of orbital wave motions and their applications for the measurement of directional wave spectra, Jour. of Oceanographical Soc. of Japan, Vol. 19, No. 4, pp. 169-181.
 - 30) Sasaki, T. and K. Horikawa(1978) : Observation of nearshore current and edge waves, Proc. of 16th ICCE, pp. 791-809.
 - 31) Sternberg, R. W. , N. C. Shi and J. P. Dowing (1984) : Field investigations of suspended transport in the nearshore zone, Proc. of 19th ICCE, pp. 1782-1798.
 - 32) Suhayda, J. N. (1974) : Standing waves on beaches, J. G. R. , Vol. 79, No. 21, pp. 3065-3071.
 - 33) Sunamura, T. and N. C. Kraus(1985) : Prediction of average mixing depth of sediment in the surf zone, Marine Geology, 62, pp. 1-12.

6. 長周期波による前浜侵食

6.1 はじめに

防災と親水性の機能を合わせ持つ面的防護方式による海岸保全において、砂浜の果たす役割は大きい。特に、汀線よりレベルの高い前浜部の地形およびその変形は、防災と親水性に直接関連する重要な要素である。例えば、荒天時に前浜が短期的に侵食を受ける場合、その程度が低天端護岸におよぶ程のものであると、護岸に直接波が作用するようになって護岸の安全性が低下し、さらには背後の土地や家屋にも被害が及ばないとも限らない。一方、時化時に一時的に浜が侵食を受けても、その後の穏やかな波の作用によって浜が回復すれば、親水性の機能が維持できる。このようなことから、前浜部の短期変動が如何なるものであるかの実態を把握し、それを予測するモデルを確立することが面的防護方式において重要な技術課題になっている。

第1章で、海浜の短期変形予測が可能となる唯一の手法は水深変化予測モデルであると述べたものの、実はこのモデルの開発の現状をみると、水深0mより高いところ（すなわち、前浜）については予測計算の対象外になっているため、将来水深変化予測モデルが実用レベルに達しても依然として前浜の地形変化を予測することが困難である。水深変化予測モデルの開発において前浜部の取り扱いがなされていないのは、汀線部を移動境界としなければならないプログラム上の厄介さもさることながら、本質的には前浜地形変化の実態が十分理解されていなくてモデル化が進んでいないことに起因する。

そこで本章では、波崎海洋研究施設で実施している砕波帯内の総合観測で得られたデータを基に、特に前浜の地形変化、現象に注目して、前浜地形変化の実態、それに寄与する支配的な外力について解析を行った結果について3部構成で述べる。本章の構成は以下の通りである。

6.2では、現地調査地点、現地調査の方法について述べる。

6.3では、1986年3月12日～9月11日（184日間）の間に毎日1回測定して得られた海浜断面データを基に、D.L.+1.4m(T.P.+0.713m)で定義した汀線位置の短期前進・後退の実態を明らかにし、沖波エネルギーフラックスの変化との関係を調べる。解析結果に基づき、前浜部の底質移動機構をブラック・ボックスとし汀線位置の前進過程と後退過程を個別に取り扱う経験的なモデル化を試み、このモデルと、汀線変化予測モデルの考え方の整合性を整理し、2つのモデルを組み合わせることによる短期汀線変動と予測の可能性を検討する。

6.4では、汀線付近の水位上昇量について述べる。これは、荒天時に前浜からH.W.L.より高い後浜にかけて、砂浜が侵食を受けることが現地データで示されており(加藤, 1987), 荒天時の海浜における水位上昇がその一因であると指摘されているためである。海浜の水位上昇量を正しく評価することは、面的防護方式で、従来の堤防、護岸の天端高を安全性を確保しつつ極力低くするために、高精度の設計潮位の評価が必要になることとも関連する。

砕波帯内の波による水位上昇(wave set-up)については、Longuet-Higgins and Stewart(1962)が radiation-stress の概念を導入して、初めて理論的にその上昇機構を説明した。Longuet-Higginsらの理論の正しさは、早い時期に Bowen and Inmanら(1968)によって、実験的に証明されている。その後、合田(1975)は、不規則波の砕波変形モデルをもとに、不規則波のもとの水位上昇量を与える理論式を導いており、榎木・岩田ら(1978)も、不規則波のもとの水位上昇量について、理論および実験による検討を行った。また、泉宮・堀川(1983)は、エネルギー方程式を、複雑な海底地形上の砕波変形に適用できるようにし、数値計算で計算されるバー型、ステップ型断面上の水位上昇量が実験結果とよく一致することを示した。このように、wave set-up量は、理論的、実験的、数値シミュレーションによって相当高精度で評価できるようになってきている。しかし、現地データの不備から、それらの結果は十分検証されておらず、現地への適用に今一つ不安が残されている。

6.5では、バーム侵食限界レベル(どこまで侵食を受けるかの限界レベル)について、長周期波との関連で検討する。沖から来襲する風波は、砕波帯内では水深オーダの波高以上にはならない。時化時に沖の波高が増大しても、砕波地点が沖に移動するだけで、水深の浅い汀線付近の波高は小さいままである。しかし、荒天時に海浜が侵食を受けるのは何故か？ この疑問を解くために、荒天時に波高が大きくなりしかも汀線で波高が最大となる長周期波の存在が注目されている(Bowen and Huntley, 1964; 加藤, 1987)。だが、長周期波との関連で前浜侵食を観測した事例は少なく、いまだこの説明は仮説の感がある。ここでの調査、解析は、現地海岸で前浜のバーム地形が荒天時に侵食を受けるときの事例を長周期波との関連で収集することを第一目的としており、二次的には荒天時の急激な前浜侵食予測モデル開発の発想を得ることを目的としている。

6.2 波崎海洋研究施設における現地調査

6.2.1 波崎海洋研究施設

現地観測は、鹿島港と銚子の間のほぼ中央の鹿島灘に

面する砂浜海岸にある全長427mの波崎海洋研究施設 (Hazaki Oceanographical Research Facility, 以下“HORF”と称する) で実施した (図-6.1, 写真-6.1)。HORFは、図-6.2に示す全長427m, 幅3.3mの汀線に対

しほぼ直角に沖方向に延びる栈橋を主体とした研究施設であり、砕波帯の波の変形、漂砂、海浜地形変化、海浜流、生態系、鋼材の腐食、波力等の現地調査・研究が実施されている。栈橋の下部構造は、基本的には岸沖方向

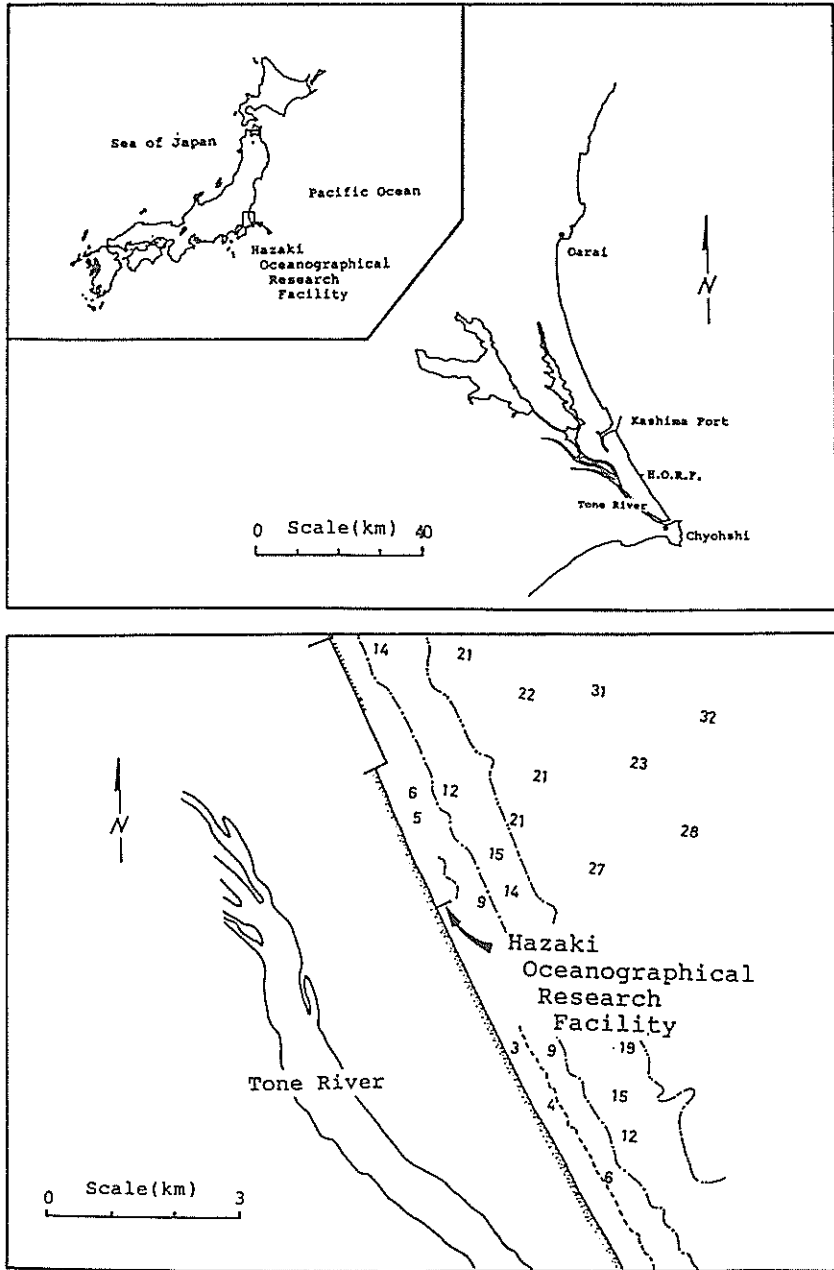


図-6.1 波崎海洋研究施設 (HORF) の位置図

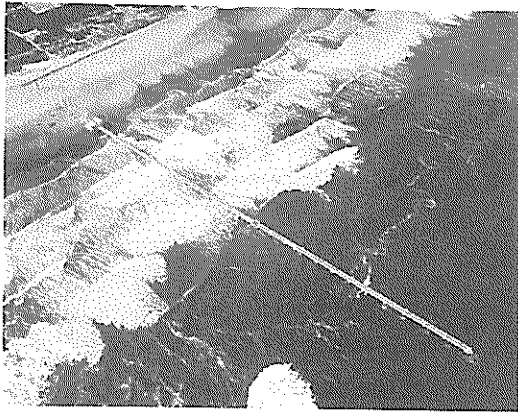


写真-6.1 波崎海洋研究施設 (HORF)

15m 間隔の一本の橋脚となっている。ただし座標値 100~105m のところの跳ね橋 (橋脚3本), 200~205m のところの踊り場 (橋脚4本), 175m のところのスパン24 m 桁の陸側 (橋脚2本), 棧橋先端 (橋脚3本) は複数本の橋脚で支えられている。

波崎海洋研究施設のある海岸の汀線位置を, 1947年から1984年の間に米軍, 国土地理院が撮影した11枚の空中写真より読み取った結果を図-6.3に示す(1960年以降は潮位補正をしてある)。この図によると汀線位置は1947年から1970年の間に, わずかに後退傾向を示すが, その後1975年から1979年の間に50m 程度前進し, その後の変化は少ない。この50m 程度の前進は, HORF の北に建設された鹿島港の南海浜埋め立て護岸の建設の経緯と対応している。すなわち, 鹿島港南海浜の潜堤, 埋め立て護岸工事は1964年に鹿島港南防波堤基部より始まり, 1974年

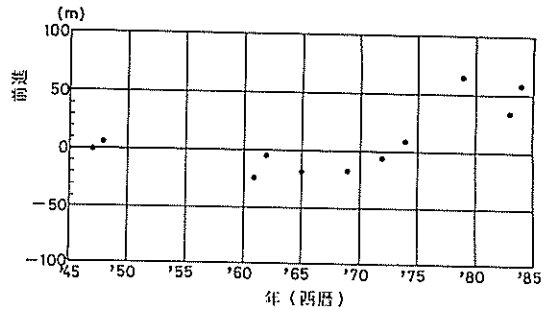


図-6.3 波崎海洋研究施設建設地点の長期汀線変化

までに HORF の北4.25km の位置 (現在の位置と同じ) まで, 延長6.75km の区間の施工が完了した。空中写真によると, 埋め立て護岸の南端では, 1972年から1974年の間に約400m の汀線前進が生じた。HORF 建設位置の汀線前進時期および程度と護岸の建設の経緯との対応から, 50m の汀線前進は南海浜の埋め立て護岸の建設の影響が1979年まで及んだものと判断される。1980年以降の汀線が前進していないことは, 1975年以降に埋め立てが行われていないことと対応する。このようなことから, 現在は HORF での汀線位置は長期的にほぼ安定していると判断される。

なお, HORF 周辺の一般的自然条件は, 佐藤・田中ら(1974)に詳しい。

6.2.2 現地調査の方法

HORF においては, 各種計測機器による測定, 目視観測, 地形測量が定期, 随時に実施されている。ここでは, この内本章で解析対象とする観測項目について述べる。

(1) 海底断面地形

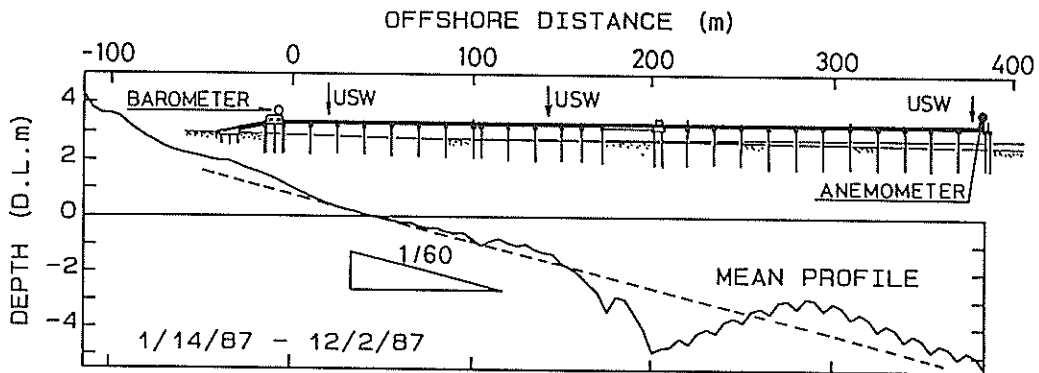


図-6.2 波崎海洋研究施設における計測器の設置位置

栈橋には、既に諸調査のための座標系が図-6.2上段に示されるように観測室のすぐ沖側を原点とし沖方向を正にとって設定されているので、断面測定でもこの座標系に従うことにした。観測栈橋の南側（銚子側）に沿う測線を設定し、栈橋先端（+385m）から栈橋背後の陸上部まで（-115m）の範囲を断面測定の対象とし、測点は座標系原点を基準に岸沖方向5m間隔とした。全測点数は101点である。海域部の断面測定は、栈橋上から重さ3kg～5kgのレッドにより、また、陸上部前浜、後浜についてはあらかじめ岸沖方向5m間隔にピンを打設しておき、その地点のレベル測量することにより測定した。断面測定は、一日一回正午前に実施した。ただし、1986年9月12日以降の日曜・祭日は欠測になっている。

(2) 汀線付近の水位

汀線付近の水位を正確に測定するためには、Holman (1986)のように浜への波の遡上を、例えば16mmメモモーションカメラで測定することが必要になる。しかしこの方法では、長期に渡って観測を継続することが困難なために時化時の測定をタイミングよく実施することが難しいし、また得たデータの解析には、大変な人手がかかるという欠点がある。そこで、長期間の自動計測を優先し、図-6.4、写真-6.2に示すように、空中発射式超音波波高計(USW)を汀線付近（HORF固有の座標系で、22m地点）の平均海底レベルD.L.30cm(=M.W.L.-39cm)の真上の栈橋に取り付け、1時間間隔で正時をはさむ約20分間の水面波形をサンプリング間隔 $\Delta t=0.3s$ で測定した。この測定方法では、潮位変化によって、測定点の汀線からの相対距離が変化すること、潮位が低いときには、一時的に海底面が干出する等の問題があり、Holmanの方法にくらべて測定精度がやや悪くなる。なお、写真-6.2は、干潮時に撮影したものであり、測定点の地形が干出している。

平均水位は、波形データを算術平均して求めた。

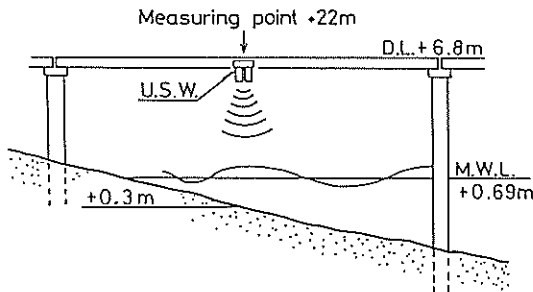


図-6.4 波高計設置位置



写真-6.2 波高計設置状況

(3) 汀線付近の入射波、長周期波

(2)と同じデータを用いて、波の統計計算、スペクトル解析等を行った。入射波の波高 H_s と長周期波の波高 H_L は、スペクトル解析の結果得られた周波数スペクトル $S(f)$ を用いて、それぞれ次式によって求めた。

$$H_s = a \cdot \left[\int_{f_c}^{\infty} S(f) df \right]^{1/2} \dots\dots\dots (6.1)$$

$$H_L = a \cdot \left[\int_0^{f_c} S(f) df \right]^{1/2} \dots\dots\dots (6.2)$$

ここに、 f は周波数、 f_c は0.033Hz(=30s)であり、係数 a の値は4.0として、データの取り込みおよび解析はミニコンで自動処理するシステムにしてある。

なお、同じ地点の海底面上に電磁流速計を設置して水平2成分流速を測定することを試みたが、海底レベル変化のために流速計が砂中に埋もれたり、浮遊物がからんだりして長期間の安定したデータ収集は出来なかった。

(4) 風向・風速

風向・風速は、栈橋先端において超音波式風向・風速計（設置高さ：D.L.+10m）により測定し、1時間間隔で正時をはさむ20分間の平均値を計算した。ただし、風向・風速計の出力がもともと10分間の平均値であるので、計算した平均値は、結果的に正時20分前から正時10分後の間に対応したものとなっている。

(5) 大気圧

大気圧は観測室内で自記式アネロイド型気圧計により測定し、記録紙から2時間間隔で偶数正時の値を読みとった。

(6) 沖波

沖波有義波高、周期は、図-6.5に示す鹿島港(水深D.L.-23.4m)で超音波式波高計によって、偶数正時をはさむ20分間観測されている。鹿島港での観測が欠測になった期間中については北約50kmに位置する阿字ヶ浦の波浪

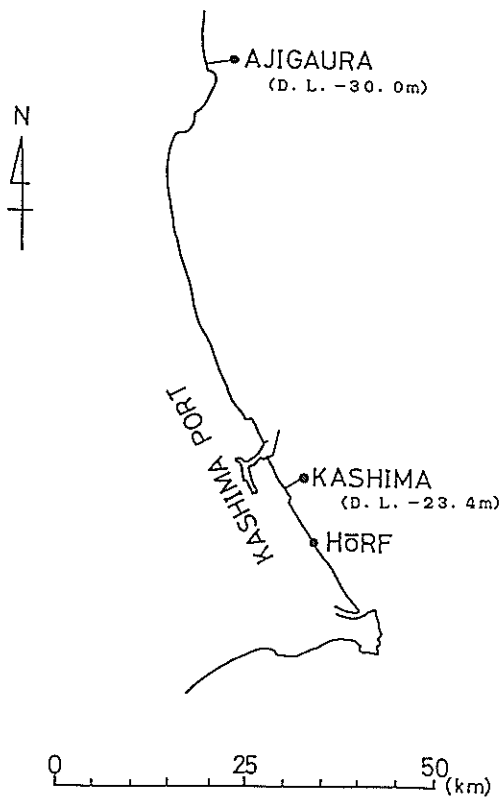


図-6.5 鹿島港および阿字ヶ浦の波高計設置位置

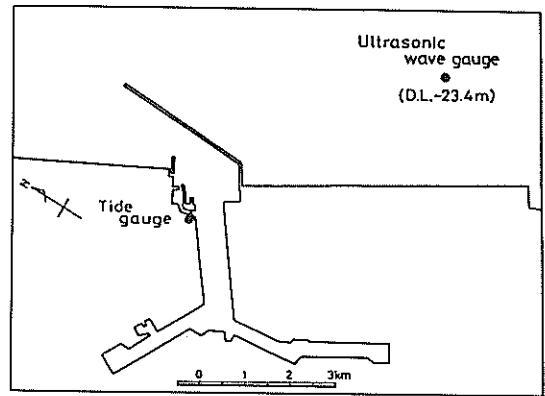


図-6.6 鹿島港波高計, 検潮所位置図

観測データ (水深 D.L. -30m, 超音波波高計, 図-6.5 参照) から適宜鹿島港の有義波諸元を推定した (加藤・柳嶋ら, 1989)。

(7) 潮位

潮位は, 図-6.6に示す鹿島港港内においてフース型検潮器によって, 一時間毎の正時に測定されている。

図-6.2に, 以上の計器の設置位置を, 観測期間中の平均海底断面と共に示す。なお, 海底断面のレベル, 潮位等はすべて HÖRF の D.L. (T.P. -0.687m) で表示する。

6.3 汀線位置の短期岸沖方向変動

本節では, 1986年3月12日より1986年9月11日までのデータを用いて, 短期汀線変動の実態を明かにし, エネルギーフラックスを外力パラメータとしてそれを予測するモデルを提案する。

6.3.1 観測期間中の海象条件

沖波波浪観測は偶数正時に実施されているが, 海浜断面測定が1日間隔であるので, 2時間間隔の有義波高,

周期より, 波浪観測点のエネルギーフラックスを計算し, さらに前日の14時から当日の12時までの1日平均のエネルギーフラックスを求めた。例えば, 4月12日のエネルギーフラックスとは4月11日14時から4月12日12時までの観測値を平均したものであることを意味する。

図-6.7は, 1986年3月1日～同年9月11日のエネルギーフラックスの経時変化である。エネルギーフラックスは, 対数表示になっているのに留意されたい。図-6.7によると, 3月のエネルギーフラックスが全体に大きい。4月の前半のエネルギーレベルは低いものの, 後半にやや高くなり, その後5, 6, 7月は全体にエネルギーレベルは低い。8月に入って比較的エネルギーフラックスの高い状態が4回発生している。エネルギーフラックスのピーク値のうち上位8位までについて図中にその発生時を矢印で示している。やはり, 3, 4月, 8月に集中している。

図-6.7中に示された矢印の日の, 1日平均エネルギー

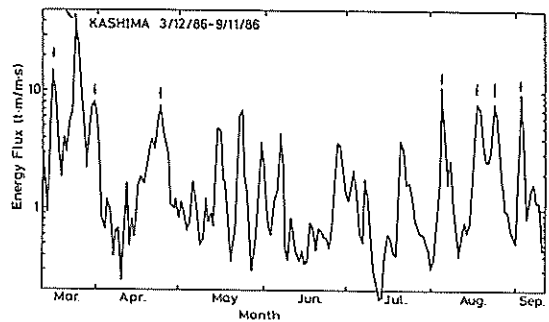


図-6.7 エネルギーフラックスの経時変化

フラックス、波形勾配を表-6.1に示す。また、それらの日に対応する観測データのうち最大有義波高・周期および発生時刻も合わせて示してある。この表より、断面測定期間中に高波浪が何回となく発生していることが分かり、特に3月23日20時に発生した有義波高6.76m、同周期10.7sは、鹿島灘の波浪としてはまれにみるものである。

図-6.8は、鹿島港港内で観測された1時間毎の潮位の頻度分布をHORFのD.L.基準で示したものである。この頻度分布によると、平均潮位(D.L.+86.5cm)より高い潮位は狭い範囲で発生頻度が多く、一方低い潮位は広い範囲に発生するが頻度は少ない。

6.3.2 汀線変化の実態

(1) 断面変化の概略

図-6.9の実線は、測定期間中の全断面を平均して求めた平均海底断面である。D.L.0mまでの前浜部はほぼ一様勾配(1/50程度)である。測点150mより沖側で周辺よりくぼんだ平均断面地形になっているところは、橋脚周辺の局所洗掘の影響である。

図-6.9の黒丸は、毎日の断面の平均断面からの標準偏差を各測点についての計算結果である。全体的な傾向としては、地形変化の標準偏差は沖に向かうほど徐々に増大し、測点140mより沖側ではほぼ一定(約0.6m)になっている。これは、沖から汀線に向かって海底断面の変動が増大する(例えば、Hallermeier(1981)のFig.1)との考え方と逆の傾向を示すものである。さらに詳細にみると、測点25m(平均レベルD.L.+0.28m)で、標準偏差値が極小となっていて、それより岸側、沖側ともに大きいことが分かる。すなわち、測点25m付近のレベルは変化しにくい。

水深の浅い部分(ほぼ測点50mより岸側)については、栈橋上からあるいは浜から地形が観察できる。その結果によると、前浜を含む浅海域、陸上部は常に二次元的な地形であった。図-6.10は、本解析対象期間外ではあるが、1987年3月2日の干潮時にレベル測量して得られた

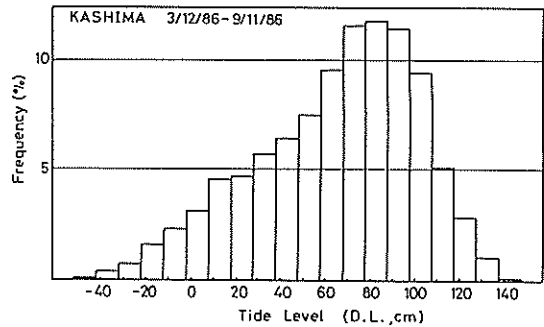


図-6.8 潮位の頻度分布

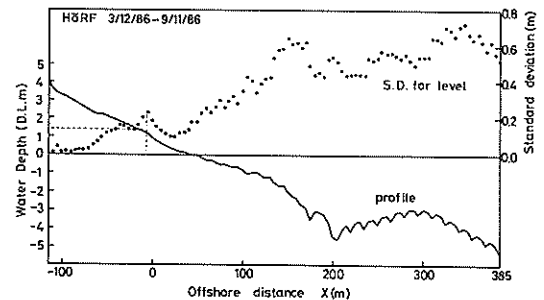


図-6.9 平均断面、断面地形の標準偏差、地形変化速度の自乗平均根

栈橋基部周辺の沿岸方向200mの範囲の平面地形である。この図より、前浜部は二次元的な強い地形であることが分かる。図-6.11は、1987年1月27日、2月5日、3月2日の干潮時に図-6.10に示す範囲をレベル測量した9断面を示したものである。おむねよく似た断面となっている。特に1月27日から2月5日の間に前浜部が全断面について同じように侵食を受けている。このようなことから、前浜部については、二次元的な強い地形となつて

表-6.1 代表的な高波浪諸元

月, 日	エネルギー フラックス ($t \cdot m / m \cdot s$)	極大波高		
		月:日:時	有義波高(m)	有義波周期(s)
3, 16	15.4	3:15:18	4.04	9.3
3, 24	45.9	3:23:20	6.67	10.7
3, 31	8.3	3:31:2	2.87	10.1
4, 24	7.8	4:23:24	3.06	10.0
8, 5	11.0	8:4:18	4.12	9.1
8, 18	8.0	8:18:14	3.12	11.9
8, 24	8.2	8:24:6	3.10	9.2
9, 3	9.6	9:2:16	3.35	10.9

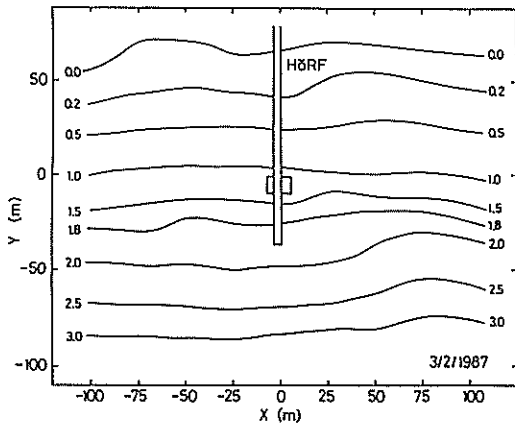


図-6.10 D.L. ±0.0mより岸側の海底地形(1987年3月2日)

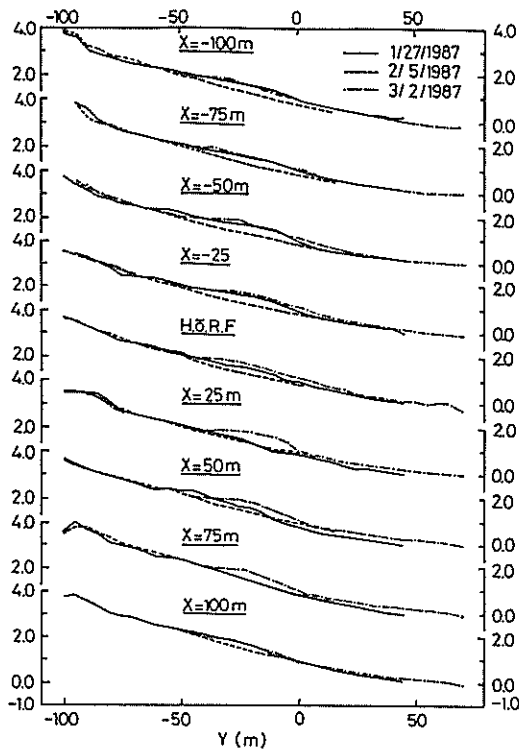


図-6.11 前浜部周辺の海浜断面

おり、一測線の断面地形データの解析によって、前浜部の平面的な変化特性が把握できるものと判断した。

(2) 汀線位置の変動特性

自然海浜の場合、海水面が潮位によって変化しているので、汀線位置を静止海水面と前浜が交わる場所と定義することはできない。ここでは、レベルによって汀線を定義することとし、D.L. ±0.0m, +0.70m, +1.18m, +1.40mの4種類のレベルの海水面と前浜部の交わる場所を汀線とし、それぞれの変動特性を調べた(加藤・柳嶋ら, 1987)。その結果、以下の理由からD.L. +1.4mのレベルで定義した汀線変動と外力の対応を検討することとした。

- (a) レベルの異なる4種類の汀線位置の岸沖変動は、いずれも、入射波のエネルギーフラックスの大きい期間には後退しており、小さい期間中には前進するという傾向があった。この結果からは、いずれの定義による汀線を検討してもよいことになる。
- (b) D.L. ±0.0m汀線は、その付近の海浜断面勾配がゆるやかであるので、僅かなレベル変化が大きな汀線変動となって現れ、測定誤差が介入しやすい。
- (c) D.L. +0.7mより高いレベルの汀線のうちでは、D.L. +1.4m汀線が最も変動幅が大きく、かつ(a)に述べた長期変動とは別に後述するように急激な汀線後退、一定速度の汀線前進という特徴が存在する。
- (d) 海浜が侵食を受けた直後には、D.L. +0m以上の地形は極めて二次元性が強い。一方、堆積過程時に、D.L. +0m付近は地形の三次元性が強くなるのに対し、D.L. +1.4mでは、依然として二次元性が残されている。したがって、汀線位置の変動に三次元性の影響が含まれないD.L. +1.4m定義がよい。

なお、D.L. +1.4mは、観測期間中の鹿島港内の潮位がこのレベルを越えることがほとんどないレベルである(図-6.8参照)。しかし、測定海浜では、波によるWave set-upと入射波の浜への遡上のため、海水は十分このレベルを越える。

さて、図-6.12は、D.L. +1.4m汀線位置の岸沖変化である。全体的な変化傾向は、波のエネルギーフラックスの変化に概略対応しており、エネルギーフラックスの大きい3~4月および8月には汀線位置が岸側に(汀線前進)、エネルギーフラックスの小さい5~7月にはそれは沖側(汀線後退)に位置する。

短期的にはさらに興味ある汀線変化が認められる。短期の汀線変化は、前進と後退で異なっており、堆積過程では図-6.12に破線で近似したように、ゆっくりと前進

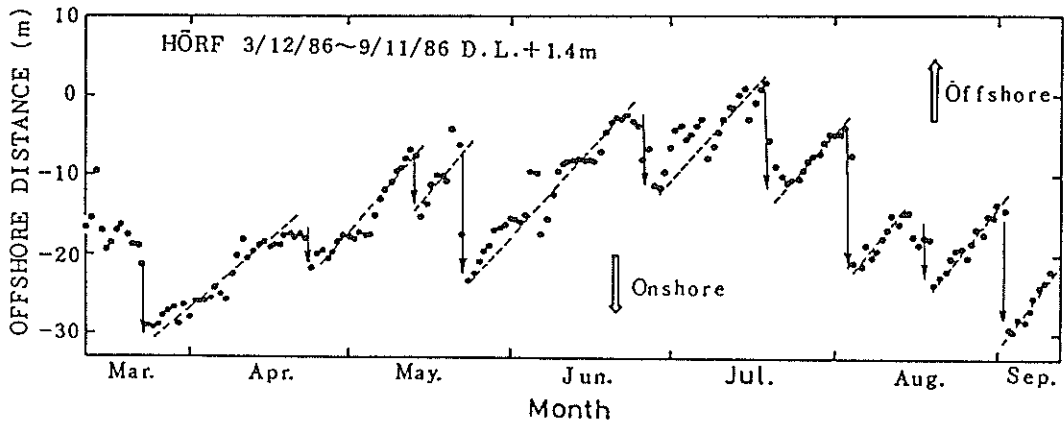


図-6.12 D.L.+1.4m 汀線の岸沖変化

し、侵食過程は図中の破線が不連続になっているところで急激に後退している。そこで、それぞれの過程を別々に検討する。

図-6.13は図-6.12に破線で近似した堆積過程（9過程）について、それぞれの継続日数を横軸にとり、各堆積過程の最初と最後の汀線位置の差を縦軸にとって、プロットしたものである。プロットされたデータに若干のばらつきはあるが、図中に実線で示した0.68m/dayの直線で近似できる。このことから、堆積過程には、ほぼ0.68m/dayの一定速度で汀線が前進すると言える。さらに、このデータ整理では外力（エネルギーフラックス）を何ら考慮していないので、堆積過程では、外力の大きさに関係なく一定速度で汀線の前進が生じると言えよう。

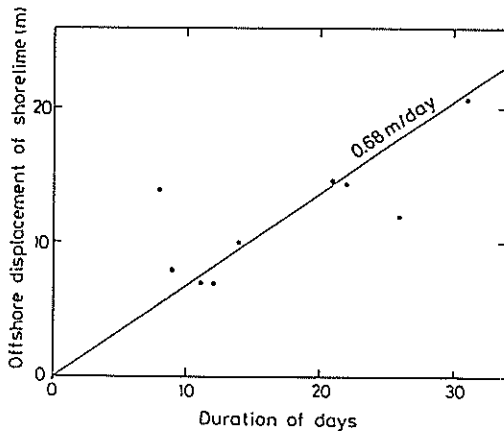


図-6.13 堆積過程の継続時間と汀線前進量の関係

侵食過程の汀線後退は急激に生じることが特徴である。このようなときには、波のエネルギーフラックスが大きいと考えるのは無理がない。そこで波のエネルギーフラックスの時系列（図-6.7）と汀線の急激な変化（図-6.12）を較べると、確かにエネルギーフラックスの大きい時には汀線の急激な後退が生じているようである。しかし、5~7月のエネルギーフラックスの小さいときにも、しばしば急激な汀線後退が生じているので、汀線後退とエネルギーフラックスの大きさは必ずしも直接関連しているとは限らない。

(3) 前浜勾配の変化

図-6.14は、測点-20m~+25mの間（図-6.9参照）の断面データを最小自乗法により直線近似して求めた海浜勾配の経時変化（実線）をD.L.+1.4m汀線の位置とともに示したものである。図-6.14によると、多少のズレはあるが、前浜勾配と汀線位置の変動は全体として同じ傾向にあり、また、汀線の急激な後退が生じるときには前浜勾配も急激に変化して小さくなる傾向が認められる。

6.3.3 汀線位置の変動と

エネルギーフラックスとの関係

(1) 汀線位置とエネルギーフラックスの関係式の導入

従来の岸沖漂砂に伴う地形変化の研究では入射波の波形勾配が重要なパラメータとして用いられることが多かった。例えば、Iwagaki and Noda(1963)による沿岸砂州の発生限界、Sunamura and Horikawa(1974)による海浜断面のタイプ分け、堀川・砂村ら(1975)、尾崎・曳田(1977)、服部・川又(1978)による汀線の前進・後退発

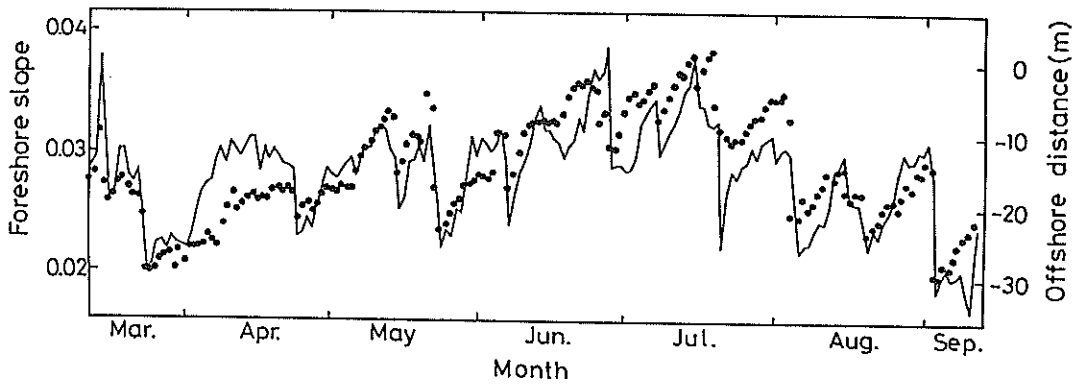


図-6.14 前浜勾配の経時変化

生限界等は、これに相当する。しかしながら、同じ波形であっても、波高が大きく周期の長い場合と波高が小さく周期が短い場合では、海浜に及ぼす影響は、当然前者の方が大きいはずである。したがって、地形変化の外力としては、むしろ波のエネルギーフラックスを考えた方がよさそうである。

さらに、岸沖漂砂に伴う汀線の前進後退には、外力の岸沖成分が寄与していると考えた方が理にかなっている。そうすると、外力を岸沖成分、沿岸成分に分解することが必要になる。波形勾配はスカラー量であるので二方向成分には分解できないのに対し、エネルギーフラックスはベクトル量であるため、直交する2成分に分解できる。エネルギーフラックスを外力パラメータとして用いることができればこのような利点もある。

そこで、Sunamura (1984) が提案した前浜勾配と入射波との半経験的關係式

$$\tan\beta_f = \frac{0.12}{\sqrt{H_B} / (g^{1/2} \cdot T \cdot d^{1/2})} \quad \dots\dots\dots (6.3)$$

をエネルギーフラックスをパラメータとする式に変形することを試みる。ここに、 $\tan\beta_f$ は前浜勾配、 H_B は碎波波高、 T は周期、 d は粒径である。式(6.3)の H_B を、Sunamura and Horikawa (1974) の碎波波高と沖波波高の關係式

$$\frac{H_B}{H_0} = (\tan\beta)^{0.2} \cdot \left(\frac{H_0}{L_0}\right)^{-0.25} \quad \dots\dots\dots (6.4)$$

を用いて消去すると、

$$\tan\beta_f = 0.19 \cdot (\tan\beta)^{-0.1} \cdot d^{1/4} \cdot \left(\frac{L_0^{1/3}}{H_0}\right)^{3/8} \quad \dots\dots\dots (6.5)$$

となる。ここで、 $\tan\beta$ は海底勾配である。

エネルギーフラックスを外力パラメータとして用いる

ために、 $L_0^{1/3}/H_0$ とエネルギーフラックスの關係を調べることにする。図-6.15は、縦軸に $H_0/L_0^{1/3}$ 、横軸にエネルギーフラックス E を取って観測期間中の一日平均値をプロットしたものである。ここで、波長は2時間ごとの有義波周期を単純に平均した一日平均周期をもとに微小振幅波理論で計算し、波高は一日平均周期と1日平均エネルギーフラックスから逆算して求めた。この図によると、両者の間には強い相関があり、最小自乗法で直線近似すると

$$H_0/L_0^{1/3} = 0.25 \cdot E^{0.37} \quad \dots\dots\dots (6.6)$$

となる (図中実線)。

式(6.6)を式(6.5)に代入して変形するとすると、砂村の式をエネルギーフラックスで表現した次式を得る。

$$E = [0.32 \cdot d^{0.25} \cdot (\tan\beta)^{-0.1}]^{7.19} \cdot (\tan\beta_f)^{-7.19} \quad \dots\dots\dots (6.7)$$

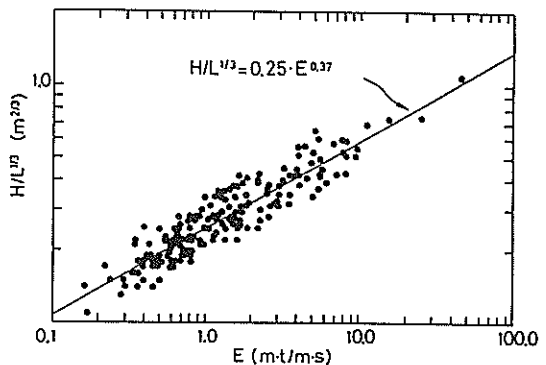


図-6.15 エネルギーフラックスと $H/L^{1/3}$ の關係

式(6.7)をさらに変形して、汀線位置とエネルギーフラックスの関係を導く。図-6.9で述べたように、測点25mはレベル変動(平均レベルD.L.+0.28m)の標準偏差が極小になるころなので、この点を節(不動点)と見なし、まず前浜勾配 $\tan\beta_f$ と汀線位置の簡単な関係式を導く。図-6.16は、前浜勾配と汀線位置の関係を図示したものであり、図中 ℓ は節から平均汀線まで水平距離、 h は節のレベルと D.L.+1.4m (汀線の定義レベル) の鉛直距離、 y は平均汀線位置を原点として沖向きに正をとった汀線位置である。図より前浜勾配は、

$$\tan\beta_f = \frac{h}{\ell - y} \quad \dots\dots\dots(6.8)$$

となる。ここで $\ell = 39.7\text{m}$ 、 $h = 1.12\text{m}$ である。

HORF 建設地点の前浜の底質中央粒径は、測定期間中の数回の分析およびその後定期的に採取・分析した結果(加藤・藤田ら, 1988)によると、 $d = 0.17 \sim 0.19\text{mm}$ 程度でほぼ一定であったので、 $d = 0.18\text{mm}$ とする。また、 $\tan\beta$ (碎波帯内の平均海底勾配) $= 1/60$ である。式(6.8)および $d = 0.18\text{mm}$ 、 $\tan\beta = 1/60$ を式(6.7)に代入すると

$$\hat{E} = \frac{E}{2.48} = 3.93 \times 10^{-10} \cdot \left[\frac{\ell - y}{h} \right]^{7.10} \quad \dots\dots(6.9)$$

となる。ここで、 \hat{E} は波のエネルギーフラックスを観測期間中の平均エネルギーフラックス($\hat{E} = 2.48\text{m} \cdot \text{tm}/\text{s}$)で徐して無次元化したものである。

(2) 実測データによる検証

図-6.17は、実測した \hat{E} と y の関係をプロットしたものである。横軸は平均汀線位置(測点-14.7m)を基準にした汀線位置(y)である。なお、エネルギーフラックスとしては、本来岸沖成分を考慮すべきであるが、波の入射角が $\pm 10^\circ$ 以内であるときには、波の全体エネルギー

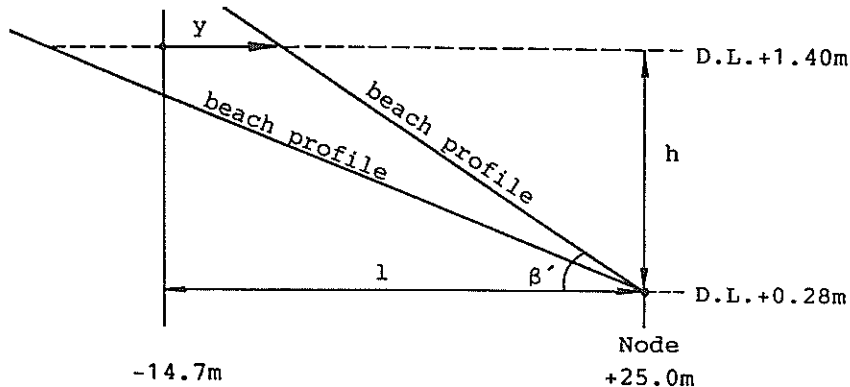


図-6.16 前浜勾配と汀線位置の関係図

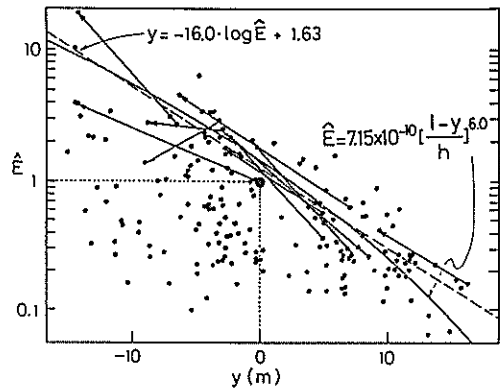


図-6.17 エネルギーフラックスと汀線位置の関係

フラックスをそのまま岸沖成分としても $\pm 3\%$ 程度以内の過大評価になるにすぎないので岸沖成分の計算はしていない。図中の実線は、式(6.9)の定数と指数部を若干修正したものである。また、破線はこのときの式(6.9)をグラフ上で直線近似したものであり、次式で表現される。

$$y = -16.0 \cdot \log \hat{E} + 1.63 \quad \dots\dots\dots(6.10)$$

ここに、 \log は常用対数であり、 y はm単位である。

図-6.17には1日で5m以上の急激な汀線後退が生じたときの前後のデータを矢印のついた実線で結んである。これらの矢印の方向、位置に若干の差はあるが、ほぼ実線、破線に沿っていることが分かる。したがって、同じエネルギーフラックスであっても、汀線位置が後退した状態にあるとき(y が小さいとき)には、急激な汀線後退が生じないが、汀線位置が前進した状態にあるときに

は急激な後退が生じ易い。つまり、汀線変化には外力の状況とともに現在の汀線位置も重要な要因になっている。図-6.12を、図-6.7のエネルギーフラックスと対比したとき、エネルギーフラックスの小さい5~7月に急激な汀線後退が生じていたのは、汀線位置が前進していた状態にあったためと説明できる。一方、急激な汀線後退の生じないとき（堆積過程）のデータのほとんどは式(6.10)の下側にある。

今一つ、興味のあることは、図中に大きな黒丸で示した点、すなわち、平均汀線位置 $y=0$ と平均エネルギーフラックス $\hat{E}=1$ の関係を示す点が、式(6.10)の直線のすぐ近くにプロットされていることである。このことは汀線変化予測モデルとの関連において後述する。

6.3.4 汀線位置の短期変動モデル

前項で明らかになった堆積過程の汀線位置と入射波の無次元エネルギーフラックスの関係は、

$$y < -16.0 \cdot \log \hat{E} + 1.63 \quad (\text{堆積過程}) \quad \dots (6.11)$$

である。この条件を満たすとき、汀線は波のエネルギーフラックスの状態に関係なく0.68m/dayの一定速度で前進する。この条件が成立しないとき、すなわち、

$$y > -16.0 \cdot \log \hat{E} + 1.63 \quad (\text{侵食過程}) \quad \dots (6.12)$$

となると、汀線位置は式(6.10)を満たす位置まで急激に後退する。

このように、短期汀線変動の特性は、堆積過程の一定速度の前進、侵食過程の急激な後退であり、汀線変動は外力に対して相当速く応答する。そこで、佐藤・入江(1971)、鹿島・清水ら(1982)、Sunamura(1983)が時定数の概念で説明した地形変化の遅れをここでは考慮せず、エネルギーフラックスから汀線位置の変動を予測するモデルを検討する。

まず、 i 日の汀線位置を y_i とし、そこに $i+1$ 日に \hat{E}_{i+1} のエネルギーフラックスを有する波が作用した場合の $i+1$ 日の汀線位置を y_{i+1} とする。

[Step 1] 堆積過程を仮定して、

$$y_{i+1} = y_i + 0.68\text{m} \quad \dots (6.13)$$

を計算する。

[Step 2] 堆積過程であったかどうかの確認を行う。
もし

$$y_{i+1} < -16.0 \cdot \log \hat{E}_{i+1} + 1.63 \quad \dots (6.14)$$

が成立すれば、式(6.13)で求まる

y_{i+1} を汀線位置とする。

[Step 3] 式(6.14)が成立しないとき（侵食過程）は汀線位置の急激な後退が生じてるとして、次式によって y_{i+1} を計算する。

$$y_{i+1} = -16.0 \cdot \log \hat{E}_{i+1} + 1.63 \quad \dots (6.15)$$

y_{i+1} が求めれば、これを基にして同じ計算を繰り返すことによって順次汀線位置をエネルギーフラックスの時系列データから計算する。

[Step 1]~[Step 3]までを一つの漸化式で表現すれば、

$$y_{i+1} = \min \{ y_i + 0.68, -16.0 \cdot \log \hat{E}_{i+1} + 1.63 \} \quad \dots (6.16)$$

となる。ここに $\min \{ a, b \}$ は、 a または b のいずれか小さい方の値である。また、長さの単位は m である。

汀線位置を式(6.16)で予測したときの状況を模式的に図-6.18に示す。外力である波のエネルギーフラックスが上段に示す様な経時変化をした場合、初期汀線が y_A の場合には下図中に黒丸で示すように汀線位置とエネルギーフラックスの関係が破線の直線を越えることはなく、汀線位置 y が一定速度で前進する (y 軸正の方に移動する)。ところが、初期汀線が y_B の場合には、同じような

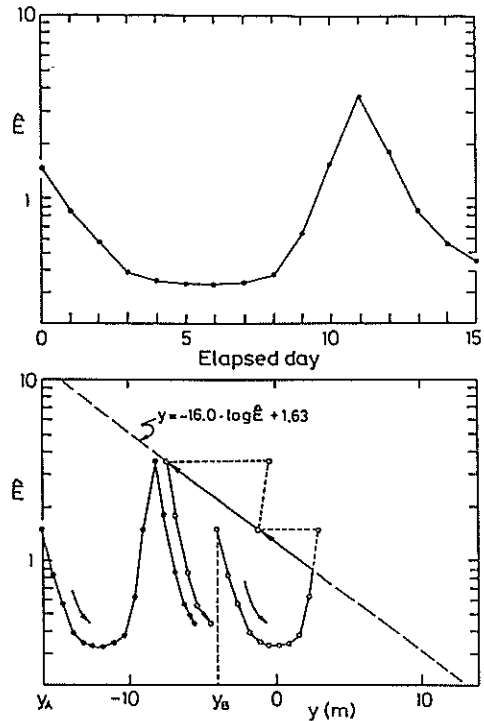


図-6.18 汀線変動モデルの模式図

外力変化があっても白丸で示したように一定速度で汀線が前進していくと、途中で破線を越えて上側に出るようになる。このとき破線に沿って急激な汀線後退が生じる。後者の例では、急激な汀線後退が2回連続して生じる。その後は再び一定速度で汀線が前進する。

次に、図-6.18に模式的に示したような変化が実際に生じていたかどうかの確認をする。図-6.19(a)は、1986年3月22日～5月14日のエネルギーフラックスと汀線位置の関係をプロットしたものであり、連続するデータを線で結んで時系列のようすを表現した。前半のデータを破線で、後半のデータを実線で結んで区別してある。また、図中の斜めの破線は式(6.10)である。まず最初に式(6.10)に沿って急激な汀線後退が生じる。その後エネルギーフラックスが小さくなるとともに汀線位置が徐々に前進し、 $y = -5\text{m}$ 付近まで達する。再びエネルギーフラックスが増大し、斜め破線に達して急激な汀線後退が式(6.10)に沿って生じる。その後、汀線は再び前進する。

図-6.19(b)は、5月23日～6月7日間の変化を示したものである。最初に急激な汀線後退が生じた後、汀線は前進する。途中エネルギーフラックスが一時的に大きくなるが、斜め破線を越えず汀線後退は生じない。さらに汀線は前進した後再び6月6日に斜め破線上に達し、6月7日に急激な汀線後退が生じている。

この様な変化は、式(6.16)のモデルで予測されるものと同じである。これら以外の4ケースについても同様な結果が得られた(加藤・柳嶋ら, 1987)。

次に図-6.7に示した波のエネルギーフラックスの時系列データを用いて、式(6.16)の漸化式により汀線位置を順次計算した。計算にあたっては、3月12日の実測汀線位置を初期汀線位置として与えた。図-6.20は、予測され

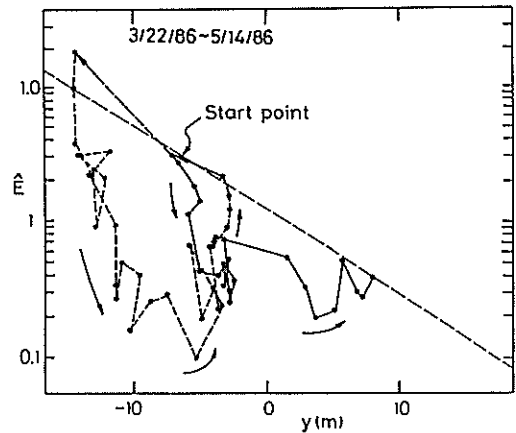


図-6.19(a) 1986年3月22日～5月14日のエネルギーフラックスと汀線位置の関係

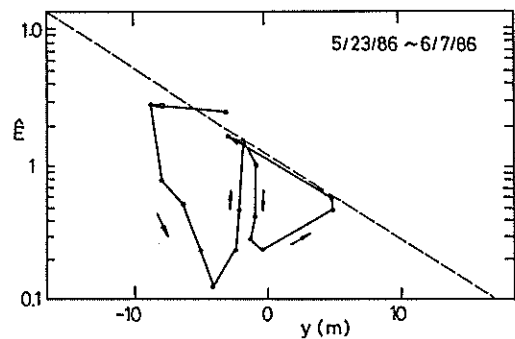


図-6.19(b) 1986年5月23日～6月7日のエネルギーフラックスと汀線位置の関係

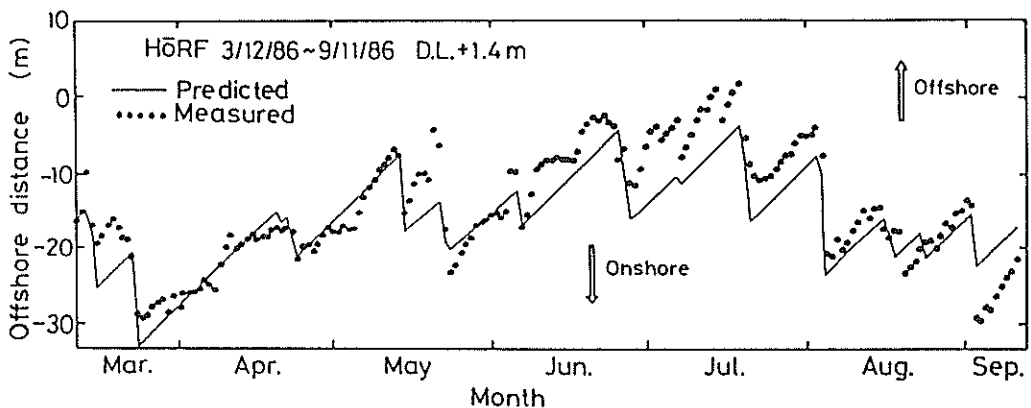


図-6.20 汀線位置の短期変動モデルによる汀線位置予測結果と実測値の比較

た汀線位置（実線）と実測汀線位置（黒丸）を比較したものである。予測された汀線位置の全体的な傾向、すなわち3～4月、8～9月に後退し、5から7月に前進する状況はよく一致しており、しかも、途中での急激な汀線後退の発生状況もよく予測されている。

6.3.5 汀線位置の短期変動モデルと汀線変化予測モデルの組み合わせの可能性

海浜変形を数値予測しようとする試みのうち、汀線変化予測モデルが実用レベルに達している。このモデルでは、沿岸漂砂量と碎波点の入射波のエネルギーフラックスの沿岸方向成分を関連付けた沿岸漂砂量公式を基本とし、それに底質の連続式を組み合わせることで汀線位置の長期変化を予測する。しかしながら、指摘されている汀線変化予測モデルの最大の短所（逆の意味においては特徴）は、沿岸漂砂現象に伴う数年以上の長期的な汀線変化は予測できるのであるが、おもに岸沖漂砂に伴う短期的な汀線の前進、後退の予測は不可能であるということである。

この短所を改善するために、汀線位置の短期変動モデルと汀線変化予測モデルを組み合わせることで短期汀線変化をも予測する可能性について述べる。両モデルの考え方の整合性は以下のとおりである。

- (a) 碎波帯内の諸現象、特に底質運動の機構については、両者ともにブラック・ボックスとして取り扱っているため、現象のモデル化の精度は同程度である。
- (b) 外力として、汀線変化予測モデルでは、エネルギーフラックスの沿岸方向成分を考えている。これに対して、汀線位置の短期変動モデルは、基本的にはエネルギーフラックスの岸沖方向成分を外力（データ整理の段階では特に計算しなかった）としている。したがって、各々が同じエネルギーフラックスの異なる成分を外力としているため、2つのモデルを組み合わせることによって、初めて全エネルギーフラックスが汀線変化に寄与すると言う考え方が取れるようになり、物理的にすっきりする。
- (c) ただし、汀線変化予測モデルではエネルギーフラックスの沿岸方向成分の平均値、短期変動モデルではエネルギーフラックスの岸沖方向成分の時系列データを使用するといった違いがある。本来、汀線変化予測モデルでも、時系列データを使用すべきなのであるが、そうすると波の変形計算に膨大な計算時間（CPU時間）がかかるので、便宜的にエネルギーフラックスの沿岸方向成分の平均値

を使用している。これに対して、汀線位置の短期変動モデルでは、エネルギーフラックスの岸沖成分の時系列データを直接使用する。すなわち、両者の取り扱いの違いは計算機による演算の能率を考慮したものであり、本質的なものではない。

- (d) 図-6.17に示したように、平均エネルギーフラックス ($\hat{E} = 1$) と平均汀線位置 ($y = 0$) の関係は、式(6.10)で示される急激な汀線後退の生じる線のごく近傍（図-6.17中の大きい黒丸）にある。別の表現をすると、平均エネルギーフラックスの波が長時間作用したときの平衡汀線位置は、式(6.10)で示される関係をほぼ満足している。一方、汀線変化予測モデルでは平均エネルギーフラックスの波が長時間作用したときの平均的な汀線位置が予測される。したがって、両方のモデルで予測される汀線位置は基本的な部分で一致する。

以上のように、汀線位置の短期変動モデルと汀線変化予測モデルの考え方の整合性がとれているので両者を組み合わせることで汀線の短期変動まで予測できる可能性が高い。

6.4 波による汀線付近の水位上昇

前節では、前浜部の侵食および汀線の後退が、荒天時の短期間に急激に生じることを示し、それを含む汀線位置の短期変動を予測するブラックボックスモデルを提案した。さらに前浜の侵食機構を調べるために、本節では、荒天時の汀線付近の水位上昇について検討する。

汀線付近の水位上昇の実態は、写真-6.3と写真-6.4の比較で定性的に分かる。写真-6.3は、通常時のHORF前浜部の状況である。これに対して、写真-6.4は荒天時の状況であり、汀線付近で水位上昇が生じさらに長周期波が重なってHORFが一時的に孤立する。このようなときに前浜の急激な侵食が生じる。

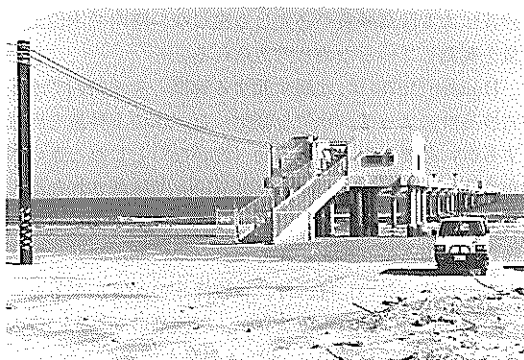


写真-6.3 HORF 全景（静穏時）



写真-6.4 HOLF 全景 (高波浪時)

本節では、1987年1月14日～1987年12月2日の約1年間にわたり延べ1305回観測して得られたデータをもとに、現地砂浜海浜上の水位上昇量の実態を把握し、その中に含まれる波の寄与を考察し、そして従来の理論の妥当性を検証する。なお、調査は換算沖波有義波高 0.4～6.4m、周期3.9～13.5s、風速0.6～19.8m/s、大気圧987～1030mbの広範囲において実施した。

6.4.1 水位上昇量に関する従来の観測例

水位上昇量を荒天時も含めて測定した例としては、以下のとおり列挙できる。

西村・田中ら(1971)は、日本海沿岸の冬期異常波浪時の潮位偏差と入射波高との相関が高いことから、酒田港、新潟東港、直江津港、福井港での実測データに基づいて両者の関係を検討し、潮位偏差は波高の約10%との結論を得た。この解析では、潮位偏差を港内の検潮儀(福井港を除く)で観測された潮位と天文潮位との差として計算し、気圧偏差、風の効果も考慮している。潮位偏差(水位上昇)が入射波高の10%となっていて、合田(1975)の理論で得られる値よりやや低めの値となっているのは、砕波による波高減衰が必ずしも生じない港内で水位上昇量を観測しているためと考えられる。

Hansen(1978)は、北海に面する海浜の砕波帯内で水圧式波高計によって、水位を測定した。水位上昇量を評価する際に必要となる基準水面(波がないとしたときの静止水面)は、沖合い1280mの水深10mで観測された潮位を用いた。その結果、砂浜上の最大水位上昇量(水圧波高計でこの水位を測定できるかという疑問に答える記述はなされていない)は、沖波有義波高の30%になるという結論を得ている。水位上昇が入射波高の30%という大きな値になっているのは、水位上昇量を定義した地点が、静止水面と前浜が交わる汀線位置ではなく、それよりレ

ベルの高い陸側であったことも関連している。

Holman(1986)は、アメリカ合衆国 CERC の観測棧橋 (FRF) で、波の遡上特性を1秒1コマの8mmメモモーションカメラで撮影することによって測定し、データ解析の過程で、波による水位上昇量(遡上位置の時間平均)を検討した。入射波高と水位上昇量の比とイリバーレン数の関係について整理しているが、結果は非常にバラついている。このバラつきについて、Holman自身はイリバーレン数に含まれる海底勾配を前浜勾配としたこと、フィルムからの遡上位置読み取り精度が十分でなかったことを挙げている。しかし、バラつきの原因には、静止水面を延長560mの観測棧橋先端の潮位計の記録としたこと、入射波高を棧橋先端の波高計で測定したこと等も含まれているのではないかと考えられる。

このように、従来の砕波帯内の水位上昇の観測は、必ずしも十分なものではない。

6.4.2 観測期間中の気象、海象条件

(1) 波浪

図-6.21は、観測時の換算沖波有義波高と周期の相関図である。この図によると、1305回の観測は換算沖波有義波高0.4～6.4m、周期3.9～13.5sの広範囲の波浪条件下で実施されていることになり、換算沖波有義波高3m以上の高波浪時が79ケース、周期11s以上が55ケース含まれている。

図-6.22は、観測時の換算沖波の波形勾配の頻度分布

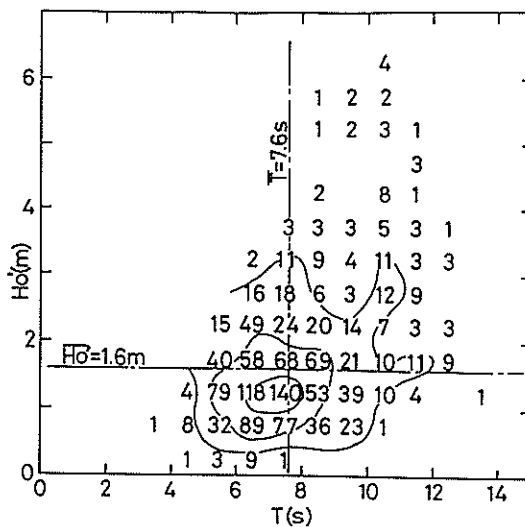


図-6.21 水位上昇観測期間中の換算沖波有義波高、周期の相関図

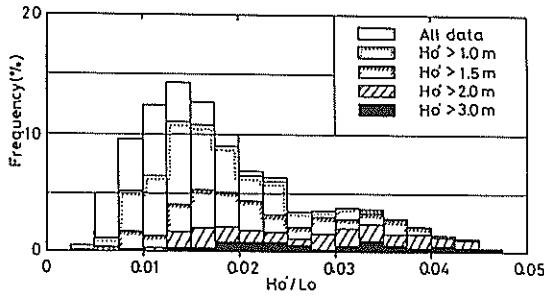


図-6.22 観測時の換算沖波有義波高の波形勾配の頻度分布

である。全データの波形勾配は、0.014にモードがあり、0.005~0.047の間に分布している。しかし、換算沖波有義波高が大きくなるにつれ、波形勾配はより大きいところに分布するようになり、波高2m以上では、ほぼ0.01~0.045の間に分布している。そして、高波浪時には波形勾配0.018~0.02付近と0.032~0.035付近に2つのモードが現れる。これは前者がうねり、後者が風波に対応したものである。すなわち、観測は高波浪時においては、うねり、風波ともに同程度の頻度のもとに実施されていることを示す。

(2) 風

図-6.23は、桟橋先端の風向・風速計で測定した観測時の風向・風速の16方位風配図である。全データを通じてNNE~NEの風向が卓越している。風速10m/s以上の

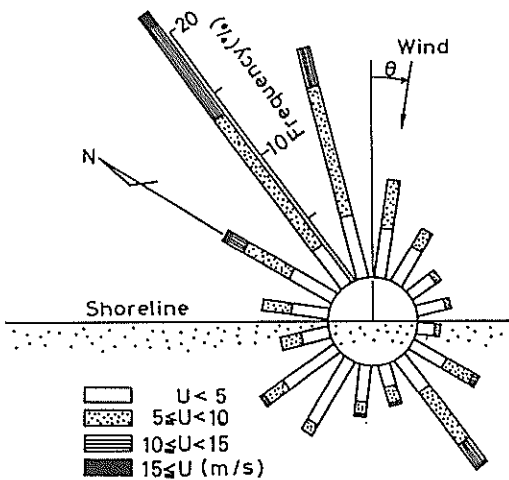


図-6.23 観測時の風向・風速の16方位風配図

強風も、同方向の頻度が卓越している。

(3) 気圧

図-6.24は、観測時の気圧 (mb) の頻度分布である。水位上昇には、1気圧 (1013mb) からの気圧偏差が寄与するので、上段に気圧偏差 ($\Delta P = 1013 - P$) を示してある。気圧が低いほど吸い上げによる水位上昇が生じることに対応させるため、低気圧側の気圧偏差を正とした。気圧偏差は、+26mb~-16mbの間に分布しており、広範囲の気圧状況下で観測が実施されたといえる。ただし、頻度的には気圧偏差正 (低気圧) が多い。

6.4.3 水位上昇量についてのデータ解析

水位上昇量を評価するためには、汀線付近の観測水位と静止水位を求めて、両者の差を計算する必要がある。

(1) 観測水位の解析

汀線付近の観測水位は、波高計で測定した20分間(0.3s間隔)の水位データを平均して求めることとした。ただし、波高計設置地点の平均海底レベルは、平均潮位以下39cmであるので、潮位が低いときや、堆積して海底レベルが上昇しているときには、海底が干出することがある(写真-6.2参照)。また、引き波時に一時的に海底面が干出することもある。海底面の干出を含むデータを基に観測水位を計算すると、実際的水位より高めに求まることになるので、このようなデータは、解析対象から外さなければならない。

測定地点の海底面の干出程度を調べるために、1988年3月28日~1988年5月12日の測点+22m位置の波形データを解析した。この間の4月8日に、沖波有義波高6.1m、周期10.3sの時化が来襲した。図-6.25は、横軸に波形データから計算される平均水位 ($\bar{\eta}$) と海底レベル (Z) の差、

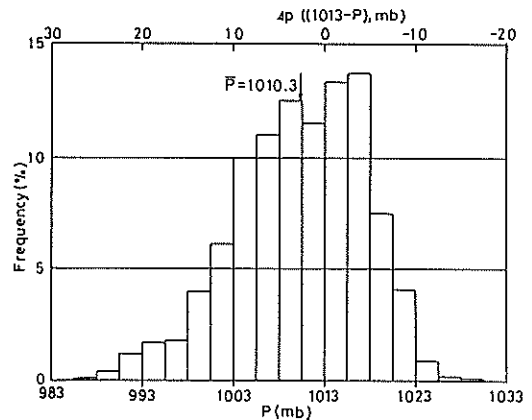


図-6.24 観測時の気圧 (mb) の頻度分布

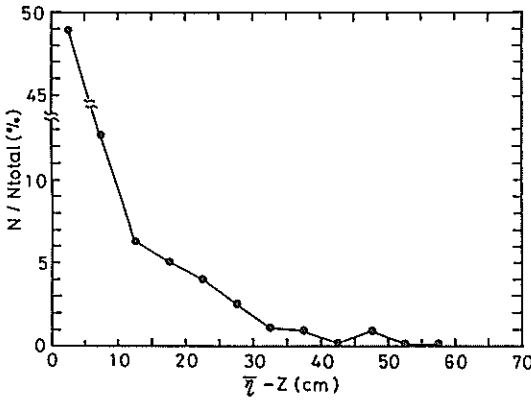


図-6.25 平均水深と干出率の関係

すなわち平均水深をとり、縦軸に干出率 (N/N_{total} : N = 波形データのうち干出データ数, N_{total} = 全波形データ数) をとって実測データを整理したものである。平均水深が 50cm 以上になると干出するデータはほとんどなくなる。このことから、平均水深が 50cm 以上の観測データを解析対象とし (1305 ケース)、このときの平均水位を観測水位とした。

(2) 静止水位の評価

観測水位から水位上昇量を評価するためには、上昇量の基準となる静止水位を知る必要がある、それからの水位偏差を求めなければならない。ここで、静止水位とは、波、気圧偏差、風、その他の物理要因 (ただし、潮位変動は除く) がすべて 0 であるときの水位である。実験室での静止水位は、造波水路内で波を作用させないときの水位に相当し、極めて簡単に測定することができる。しかし、現地では人為的にこの状態にすることができず、直接測定することが不可能である。

現地における静止水位を間接的に評価するために、① 十分沖合いの地点における潮位と② 分潮成分を合成して得られる天文潮位の 2 つが考えられる。これらのうち、本解析では、沖合いに潮位観測施設がないので後者 (天文潮位) を静止水位とした。

天文潮位の計算では、鹿島港港内の潮位データ (1978 年) の調和分解成分のうち、40 分潮成分を合成した (加藤・柳嶋ら, 1989)。天文潮位を静止水位とすることの妥当性を確認するために、天文潮位と観測栈橋先端の水位を比較してみる。この比較では、水位上昇に大きく寄与すると考えられる波浪、気圧偏差、風のいずれもが 0 に近い状況下で観測された栈橋先端水位のデータを用いた。

図-6.26 は、海象・気象状況が比較的長期間にわたっ

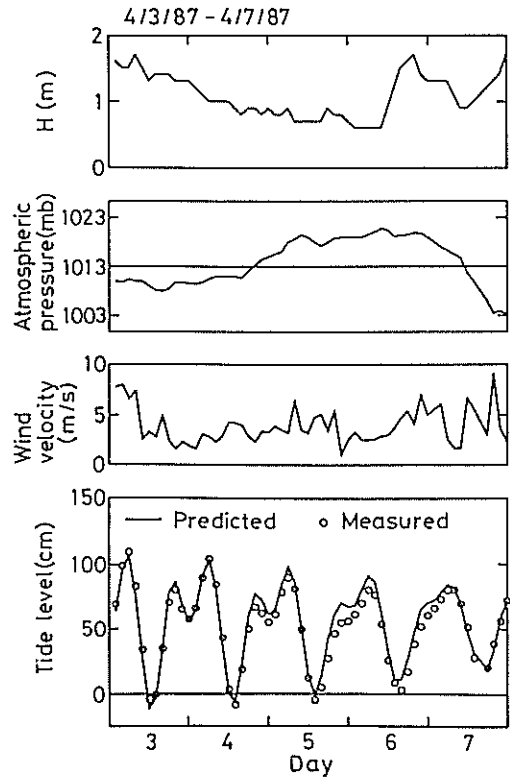


図-6.26 天文潮位と栈橋先端観測水位 (1987年4月3日～7日)

て穏やかであった 1987 年 4 月 3 日～7 日の間について、天文潮位と実測水位を時系列で比較したものである。天文潮位の変動特性は、4 月 5 日～6 日に気圧が高かった時を除き実測水位変動とよく一致している。また、図-6.27 は、観測栈橋先端有義波高 1 m 以下、気圧偏差 ± 5 mb、風速 3 m/s 以下を同時に満たす条件のときの栈橋先端水位と天文潮位を比較したものである。完全には一致していないけれども、平均的にはほぼ一致しているといえる。

以上のことより、40 分潮成分で合成される天文潮位を静止水位とみなすことにした。

6.4.4 汀線付近の水位上昇量と波、気圧、風との関係

(1) 汀線付近における水位上昇量の実態

図-6.28 は、汀線付近で測定した観測水位を縦軸にとり、同時刻の天文潮位を横軸にとって比較したものである。ほとんど全ての観測水位は、天文潮位 (静止水位) より高く、しばしば 50cm 以上の偏差になっている。すなわち、汀線付近では常に水位上昇が生じている。

図-6.29 は、1987 年 9 月に台風 13 号が鹿島灘に来襲した

ときの海象・気象状況を時系列で示したものである。上段の3つの図は、それぞれ沖波有義波高(鹿島港)、大気圧、平均風速であり、最下段の図は天文潮位と汀線付近の観測水位を比較したものである。天文潮位に較べて観測水位が約80cm 高くなっている9月17日には、沖波有義波高が最大、大気圧が最小、風速が最大となっていて、汀線付近の水位上昇は、これらの要因が重なって生じると考えられる。

(2) 水位上昇量と波、気圧、風の関係(重回帰分析)

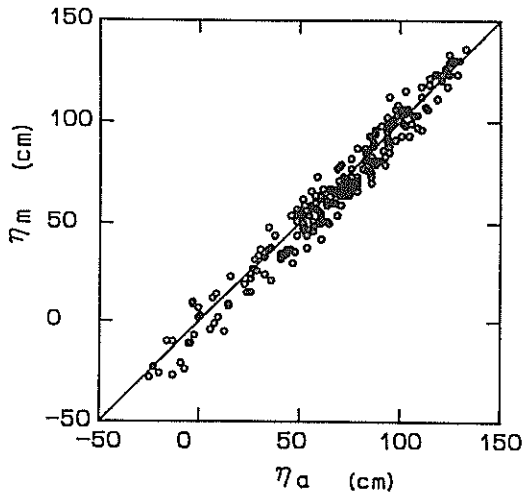


図-6.27 棧橋先端観測水位と天文潮位との関係

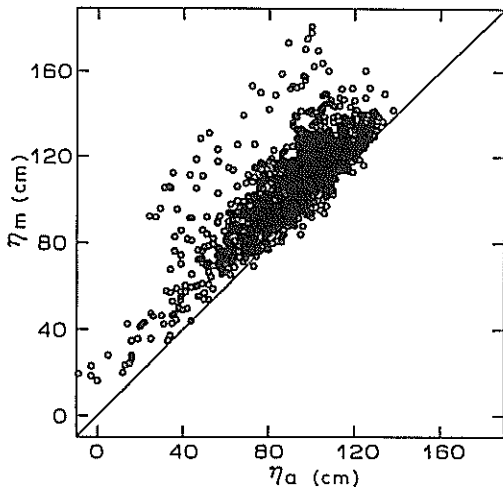


図-6.28 汀線付近の観測水位(ηm)と天文潮位(ηa)の関係

海岸における水位上昇量は、波、気圧偏差、風をパラメータとして、次式で推定されることが多い(例えば、首藤, 1981)。

$$\eta = (\text{気圧偏差}) + (\text{風による吹き寄せ}) + (\text{Wave set-up}) \quad \dots(6.17)$$

ここで、 η は水位上昇量である。これ以外の要因も水位上昇量に寄与している可能性があるが、どのような要因が、どの程度影響しているかについてほとんど分かっていないので、式(6.17)をもとに水位上昇量を解析する。

気圧がゆっくりと $\Delta P (=1013\text{mb} - P)$ だけ降下すると、その付近の海域は周囲の気圧降下の生じていない海域よりも水面が上昇する。このときの静的吸い上げ量は、

$$\eta_{ps} = 0.99 \cdot \Delta P \quad \dots\dots\dots(6.18)$$

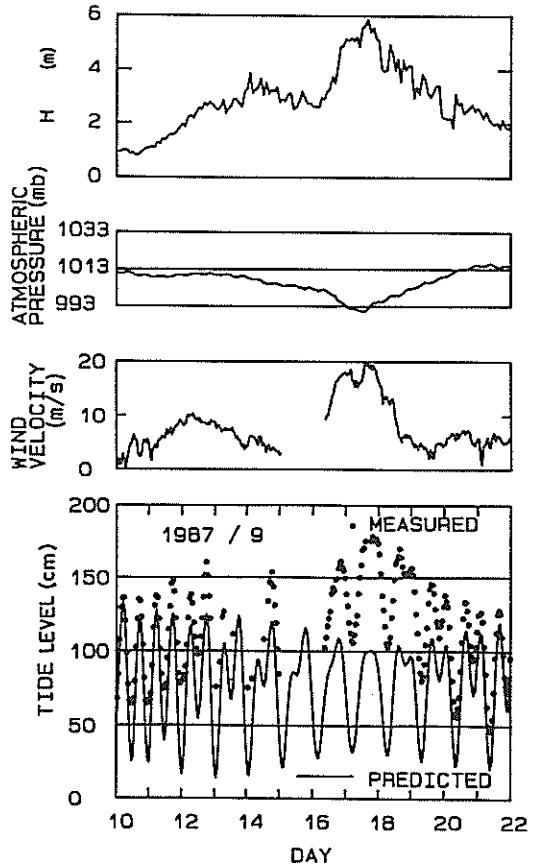


図-6.29 台風13号来襲時の沖波有義波高、大気圧、平均風速、天文潮位、汀線付近の観測水位(1987年9月)

となる。ここで、 η_{ps} の単位は cm, ΔP の単位は mb である。

風による吹き寄せは、水面に働く接線応力が風速の 2 乗に比例することから、

$$\eta_{wind} \propto U^2 \cdot \cos \theta \quad \dots\dots\dots (6.19)$$

となる。ここで、 U は海面上 10m の風速、 θ は汀線に対する風向である。

Wave set-up は、Longuet-Higgins and Stewart (1962) が radiation stress の概念を導入して以来、理論的に解析がなされている。当初、wave set-up 量は波高に比例して表現されていたが、合田(1975)は不規則波の碎波変形モデルを組み合わせて、碎波帯内の wave set-up 量が海底勾配および波形勾配にも依存することを示した。図-6.30は、合田が理論的に計算した静水時汀線(静止水位と前浜の交点)における wave set-up 量である。HORF の平均海底勾配は 1/60 であり、また水位上昇量観測時の換算沖波波形勾配は 0.005~0.047 であり、波高 2 m 以上では 0.01~0.047 に分布していた(図-6.22 参照)。これらの条件を考慮すると、合田の計算結果は図-6.30 中に実線で示す直線

$$\eta_{max}/H_o' = 0.056 \cdot (H_o'/L_o)^{-0.2} \quad \dots\dots\dots (6.20)$$

で近似できる。ここで、 η_{max} は静水時汀線での wave set-up 量である。

式(6.18), (6.19), (6.20)を式(6.17)に代入する。ただし、気圧偏差については動的釣合の影響が含まれること、風の吹き寄せについては外洋に面した海岸に適用できる係数が未知であること、そして wave set-up については水位観測地点が静水時汀線ではないこと等を考慮して、係数をそれぞれ a, b, c とし、さらに、未知の定数を加えて、

$$\eta = a \cdot \Delta P + b \cdot U^2 \cdot \cos \theta + c \cdot (H_o'^2 \cdot L_o'^{1/2})^{0.4} + C \quad \dots\dots\dots (6.21)$$

とする。式(6.21)の各項の単位は慣行に従っており、 η は cm, ΔP は mb, U は m/s, H_o' は m, L_o' は m である。

沖波、気圧偏差、風向・風速、汀線付近の水位上昇量についての 1305 組の観測データを用いた重回帰分析によって式(6.21)の係数を決め、

$$\left. \begin{aligned} a &= 0.69 && (\text{cm}/\text{mb}), \\ b &= 0.04 && (\text{cm}/\text{m}^2/\text{s}^2), \\ c &= 5.20 && (\text{cm}/\text{m}), \\ C &= -4.85 && (\text{cm}) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (6.22)$$

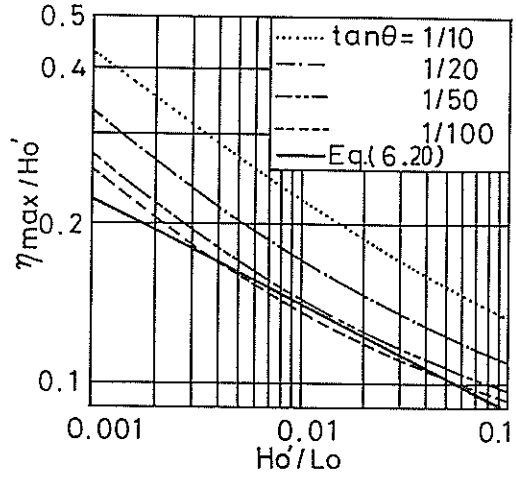


図-6.30 静水時汀線における wave set-up 量(合田, 1975)

の結果を得た。このうち気圧偏差、風にかかる係数は、気象庁が高潮観測データ(1951年~1959年)をもとに銚子について求めた $a=0.622, b=0.056$ (気象庁, 1987) とほぼ一致する。

図-6.29に示した1987年9月の水位上昇を、式(6.22)の係数を用いて波浪、気圧偏差、風向・風速の実測値から計算した結果を図-6.31に示す。ここでの実測水位は、実水深50cm以上の条件を適用しておらず、すべてのデータをプロットしてある。計算水位が連続していないところは、何れかのデータが欠測になっているためである。計算水位は観測水位とよく一致している。なお、9月1日~12日の干潮時に実水深のレベルが高いのは、水位観測地点の海底面が干潮のために干出していて、海底面を波高計が測定しているためである。

図-6.32は、1305ケースの観測水位(η_m)と、天文潮位に式(6.21), (6.22)で計算される水位上昇量を加えた水位(η_c)を比較したものである。観測水位と天文潮位を比較した図-6.28に較べて、この図では両者のよい一致が認められる。ただし、潮位が低いときには計算した水位よりも観測水位の方がやや高くなっているのは、潮位が低い場合には観測地点が相対的に岸側に位置し、その結果水位上昇がより大きくなったためと考えられる。

(3) 波による水位上昇

図-6.33は、wave set-up 量が他の要因による水位上昇量と比較してどの程度であるかを示したものである。この図では、水位上昇量の各ランク内に含まれる全ケースの計算水位上昇量の総和を100とし、それに対する、wave

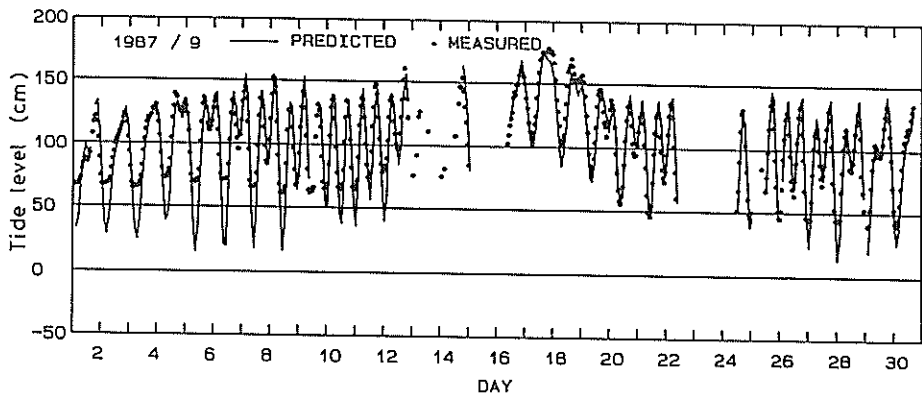


図-6.31 観測水位と（計算水位上昇量+天文潮位）の比較，1987年9月

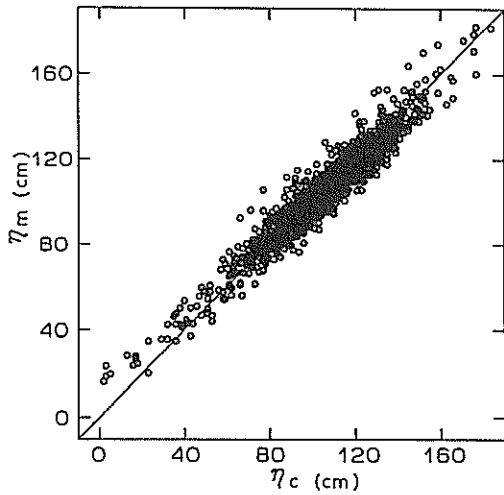


図-6.32 汀線付近での観測水位 (η_m) と (天文潮位+計算水位上昇量) (η_c) との関係

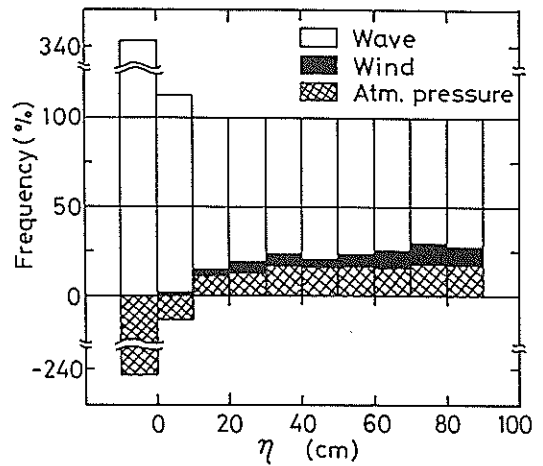


図-6.33 水位上昇量頻度分布と各要因の寄与

表-6.2 高波浪時の気象・海象条件と水位上昇量

月/日 (1987)	$H_{1/3}$ (m)	$T_{1/3}$ (s)	ΔP (mb)	$U^2 \cdot \cos \theta$ (m^2/s^2)	η (cm)	計算による上昇量(cm)			
						波	気圧	風	合計
2/4	3.8	10.3	20	-17	65	45	14	-1	58
9/4	3.1	7.2	6	105	32	29	4	4	37
9/14	3.3	13.0	6	27	42	40	4	1	45
9/17	5.9	10.9	22	228	81	65	15	9	89
10/1	3.7	8.7	5	156	38	41	3	6	50
11/13	3.6	7.1	-3	182	27	36	-2	7	41
11/28	3.3	7.3	6	132	38	34	4	5	43

set-up 量, 風, 気圧偏差によるそれぞれの水位変化の総和を百分率で表示してある。水位上昇量が $-10 \sim +10\text{cm}$ のランクで wave set-up が100を越えているが, 気圧偏差による水位上昇量が負 (高気圧による水位下降) になっていて, 両者を加えたときに100になる。この図によると, 三つの要因の中で水位上昇量に最も寄与するのは, wave set-up であり, 気圧偏差, 風による上昇量は小さいことが分かる。また, 表-6.2に示した代表的な高波浪時の気象・海象条件を式(6.21)に代入して計算した各要因別の水位上昇量をもて, wave set-up の寄与が最も大きいことが分かる。

重回帰分析で得られた wave set-up の評価式は, $c = 5.20$ の係数値を用いると,

$$\eta_{\max}/H_o' = 0.052 \cdot (H_o'/L_o)^{-0.2} \dots\dots\dots (6.23)$$

となる。ただし, 式(6.23)では, すべての物理量の単位を m としてあることに注意されたい。次に式(6.23)と合田(1975)の理論の比較をおこなう。比較にあたっては, 観測地点の静止水深が浅いほど大きな wave set-up 量となるので, 静止水深がどの程度であったかをまず知らなければならぬ。そこで, 天文潮位と海底レベルの差を静止水深とみなし, それを換算沖波有義波高で無次元化した無次元水深を図-6.34に示す。無次元水深の頻度分布のモードは, 全データでみると0.2~0.5にある。しかし, 換算沖波有義波高が大きくなるにつれて, モードは小さくなり, 換算沖波有義波高2m 以上では0.1~0.2付近にある。

図-6.35は, 合田の理論によって計算した, HORF の海底勾配1/60の断面上の無次元 wave set-up 量を無次元水深0.02, 0.1, 0.2の地点について示したものである。図中の実線は, 式(6.23)である。水位観測時の沖波波形勾配は, 有義波高2m 以上のときは0.01~0.045の範囲に分布していた (図-6.22参照) ので, この波形勾配の範囲

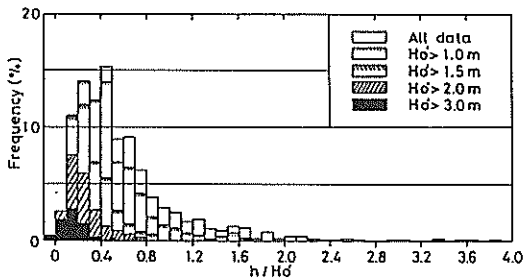


図-6.34 観測時の無次元水深 h/H_o' の頻度分布

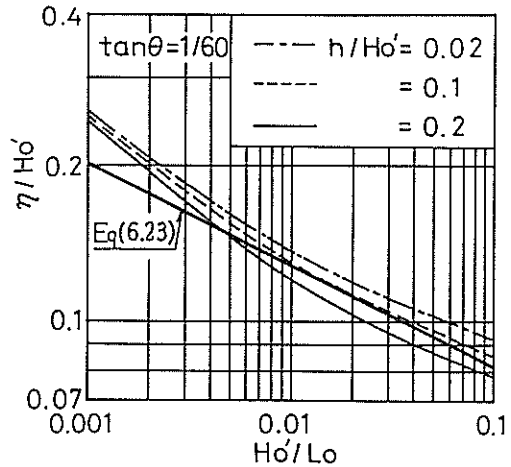


図-6.35 無次元 wave set-up 量

に限って, 式(6.23)と合田の理論を比較すると, 両者は, 高波浪時の無次元水深モード0.1強のところをよく一致している。

初期の wave set-up 量評価式は波高だけで表現されていた。これに対して合田(1975)の wave set-up 量評価式の特徴は, 波形勾配 (あるいは波の周期) の影響を考慮していることである。この妥当性の検証を行う。波形勾配の wave set-up に及ぼす影響は, もともと二次的であるので, 全ての観測データを用いると, 波, 気圧偏差, 風以外の要因による水位上昇量 (加藤・柳嶋ら, 1989) も含まれ, データのバラつきが非常に大きくなるのが予め推察できる。そこで, 検証に用いるデータを次の基準で選定した。

- ① $H_o' > 2\text{m}$: 換算沖波有義波高の大きい方を選んだのは, wave set-up 量が大きいので相対的に測定誤差が小さくなるということと, 有義波高が大きいときには inner bar の規模が小さくなっていて余分な水位上昇量が生じていないからである。
- ② $h/H_o' < 0.2$: 無次元静止水深の大きさによって, wave set-up 量が異なるので, ある範囲の無次元水深に限って, データを選定しなければならない。 $h/H_o' < 0.2$ としたのは, 高波浪時の無次元静止水深の頻度がこの範囲で高いからである (図-6.34参照)。
- ③ $|\eta_m - \eta_c| < 5\text{cm}$: 観測水位上昇量と計算水位上

昇量の差（上昇量差）がずれる原因の中に、水位上昇の時間遅れ、海流流速の強弱等がある（加藤・柳嶋ら，1989）。そこで、これらの影響が比較的少ないデータをピックアップする目安として、上昇量差の絶対値が5 cm以内のものとした。

上記①～③の基準を同時に満たす観測データを抽出し、観測水位から天文潮位、気圧偏差による吸い上げ、風による吹き寄せを引いた観測 wave set-up 量 (η_w)_m を計算し、その時の換算沖波有義波高で無次元化した。無次元観測 wave set-up 量と換算沖波波形勾配の関係をプロットしたのが図-6.36である。図中の実線は、合田(1975)の理論と一致することを確認した式(6.23)を表示したものである。この図より、波形勾配が小さくなるほど無次元 wave set-up が大きくなることが認められる。

合田の理論の妥当性が確認できたので、次に観測地点の水深が潮位変動によって変動する影響がどの様に水位上昇量に現れるかを調べる。図-6.37は、合田(1975)の理論で計算した、海底勾配1/60の場合の wave set-up 量である。観測時のほとんどは、換算沖波波形勾配が $0.01 < H_0'/L_0 < 0.04$ 、観測地点の無次元水深が $h/H_0' < 1.0$ であったので、図-6.37より wave set-up 量の近似式として、

$$\frac{\eta_w}{H_0'} = -0.09 \frac{h}{H_0'} + f\left(\frac{H_0'}{L_0}\right) \quad \dots\dots\dots (6.24)$$

を得る。式(6.24)の偏分を計算すると、入射波の諸元に関係なく

$$\Delta\eta_w = -0.09\Delta h \quad \dots\dots\dots (6.25)$$

となる。すなわち、水深が浅くなると ($\Delta h < 0$)、水位上昇量が水深変化量の9%ほど大きくなる。

さて、式(6.23)は、次のように興味ある変形ができる。

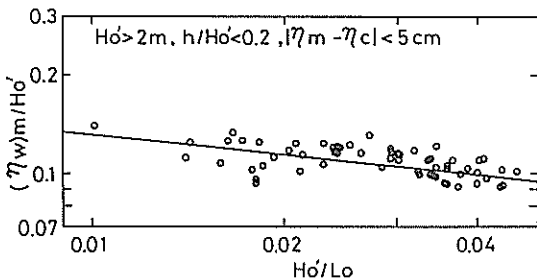


図-6.36 無次元観測 wave set-up 量と換算沖波波形勾配の関係

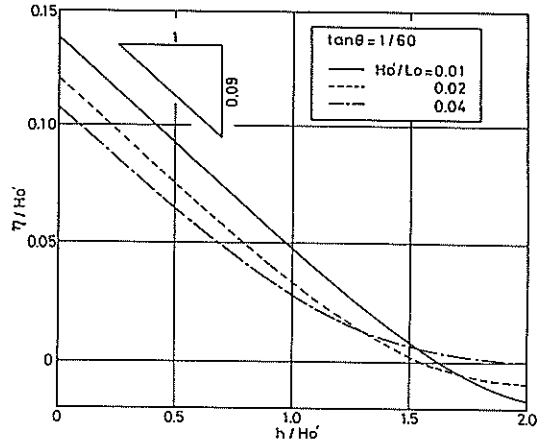


図-6.37 合田(1975)の理論による wave set-up 量

すなわち、沖波エネルギーフラックスは、

$$E = \frac{\omega_0}{16} \cdot \left(\frac{g}{2\pi}\right)^{1/2} \cdot H_0'^2 \cdot L_0'^{1/2} = 0.08 \cdot H_0'^2 \cdot L_0'^{1/2} \quad \dots\dots\dots (6.26)$$

であるので、これを式(6.23)に代入すると、

$$\eta_w = 0.14 \cdot E^{0.4} \quad \dots\dots\dots (6.27)$$

となる。ここで、 E はエネルギーフラックス ($t \cdot m / m \cdot s$)、 ω_0 は海水の単位体積重量、 g は重力加速度であり、 η_w は m 単位である。つまり、汀線付近の wave set-up 量は、エネルギーフラックスで表され、前節で示した汀線の短期的予測モデルと同じパラメータで評価できる。

6.5 荒天時のバーム地形の侵食

6.3では、前浜の侵食、汀線の後退が荒天時に急激に生じることを示し、また6.4では、荒天時に汀線付近で生じる水位上昇量は波による wave set-up が支配的であり、それは合田(1975)の理論と一致することを明らかにした。本節では、前浜のバーム地形が荒天時に侵食を受ける時の主要な外力が長周期波であることを示す。

6.5.1 バーム地形侵食の事例

毎日実施している断面測定の結果をもとに、1987年9月1日～1988年11月22日の間に前浜部のバーム地形が侵食を受けた事例を調べた結果、汀線付近の水位変動測定が欠測になっていたときを除き、28ケースが抽出できた。そのうち、バーム侵食に長周期波が関与していることを具体的に示すため、入射波の極大波高発生時刻と長周期波の波高が大きくなる時刻がずれている2例を以下に示す。

- (1) 台風第8713号に伴うバーム侵食

図-6.38は、1987年9月に台風第8713号が来襲した前後の沖波有義波高・周期の経時変化を上段に、式(6.1)と式(6.2)で計算した汀線付近(測点+22m)の入射波の波高と長周期波の波高を下段に示した(9月15日は欠測)ものである。沖波有義波高は9月11日より大きくなり始め、9月14日には3mを越えるものの、その後9月16日までわずかに小さくなる。9月16日正午ころより、沖波有義波高が急激に増大し9月17日16時に極大波高5.98mになり、その後は9月21日まで徐々に減衰する。有義波周期は、うねりが入射していた9月14日~15日に12~13sであり、9月17日以降は10s前後である。

図-6.39は、同期間の前浜断面である。9月12日には断面のH.W.L.より高いレベルのところにバームが形成されていた。このバーム地形は9月14日の断面には認められず、9月12日~14日の間に侵食を受けたことになる

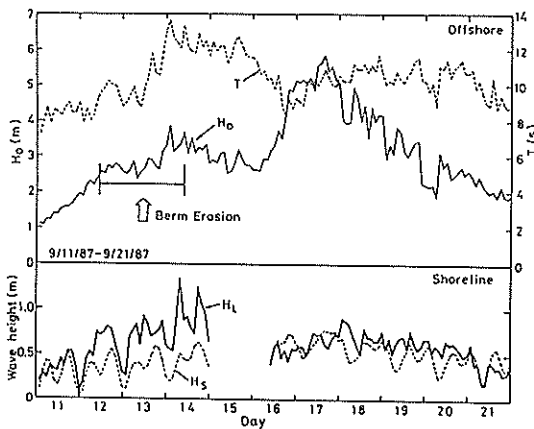


図-6.38 台風8713号時の波浪状況

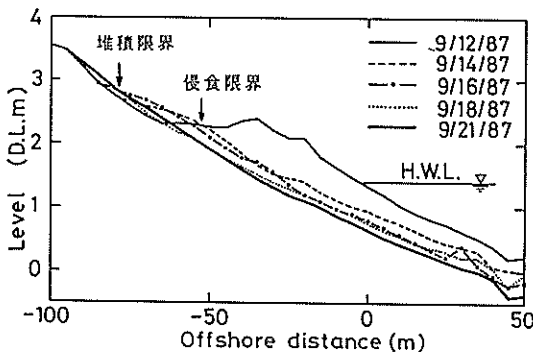


図-6.39 台風8713号時のバーム侵食

(13日が、日曜日であったため、断面測定を実施していない)。この時間帯を、図-6.38の沖波有義波高の経時変化に重ねて白抜き矢印で示した。侵食は、沖波有義波高が極大になる9月17日以前のうねりが来襲している時に生じたことが分かる。なお、バーム侵食後の9月14日と16日の断面では、バームが形成されていたところよりさらに高いレベルに堆積が生じている。バーム地形が侵食を受けるときに、堆積が生じるというパラドックスは、すでに Bascom (1954) が指摘している。

図-6.38の下段に示した汀線付近の入射波高 H_s は、潮位変化に対応して変化しつつ、9月17日まで徐々に増加し、その後減衰する。沖波波高の増大とともに汀線付近の水位上昇が生じた(図-6.29, 図-6.31参照)ことを考慮に入れると、 H_s の変化は測定点の水深の変化に比例して生じているようである。バーム侵食のあった9月12日~14日の間の H_s は満潮時に約50cmであり、バーム侵食以前である9月11日の波高とほとんど同じである。

これに対して、汀線付近の長周期波の波高 H_L の変化は、9月12日~14日の満潮時に1m近くになり、14日の断面測定直前にはこの期間中の極大波高1.3mに達する。そして、沖波有義波高が極大になる9月17日は小さく60~70cmである。すなわち、バーム地形が侵食を受けた日と長周期波の波高が増大する日が一致している。

(2) 第8818号台風に伴うバーム侵食

図-6.40は、1988年9月に台風第8818号が来襲した前後の沖波有義波高・周期と、汀線付近の入射波の波高、長周期波の波高である。沖波波高は9月14日より大きくなり始め、9月16日2時に極大波高5.41mに達する。周期は、9月13日の6sから急激に長くなり14日8時に11.9sになる。その後周期は一時的に短くなるものの、15日以降はほぼ10s前後で変化する。

図-6.41は、同期間の前浜断面である。9月13日に存在したバーム地形は、9月14日になると侵食を受けてその地形の特徴は残っていない。この時間帯を、図-6.40の沖波有義波高の経時変化に重ねて白抜き矢印で示した。バームの侵食は、沖波有義波高が極大になる以前のまだ沖波有義波高が2m程度のときに生じた。この例でも、バーム地形侵食後の14日に高いレベルで堆積が生じている。

汀線付近の入射波の波高 H_s (図-6.40) は、バーム侵食のあった9月13日~14日の間に、せいぜい50cm程度(満潮時)である。一方、汀線付近の長周期波の波高 H_L は、バーム地形が侵食を受けた9月14日に急激に増大する。波高約1mの状態が9月16日2時まで続いた後に徐々に減衰し、9月18日には30cm程度になる。

以上、2つの事例の特徴は次のとおりである。

- ①バーム侵食が生じたのは、沖波極大有義波の発生時刻ではなく、それより2日～4日前である。
- ②バーム侵食直後には、それより高いレベルでわずかながら堆積が生じる。
- ③バーム侵食時の汀線付近の入射波の波高は、50cm程度である。
- ④汀線付近の長周期波の波高は、バーム侵食時に急激に増大して、1mあるいはそれ以上になる。

なお、他のバーム侵食例では、沖波有義波高が極大になるときに汀線付近の長周期波の波高が極大になるとき

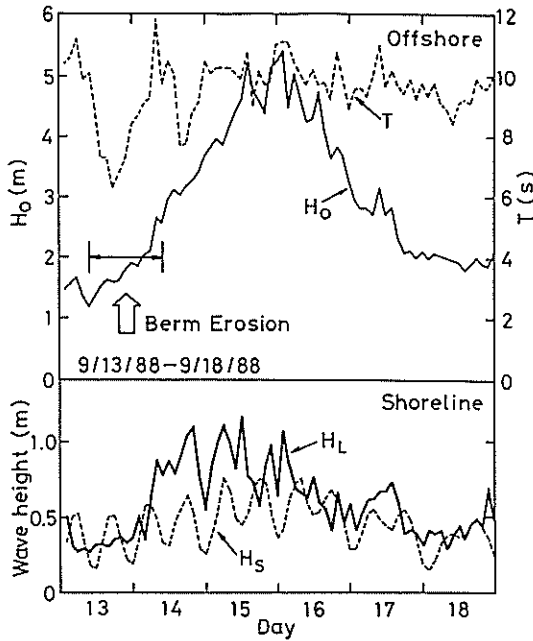


図-6.40 台風8818号時の波浪状況

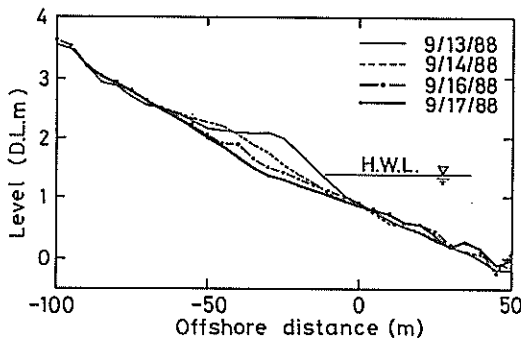


図-6.41 台風8818号時のバーム侵食

およびバーム侵食が生じるときがほぼ一致していたので、①の特徴は認められなかった。また、②の堆積は他の26ケース中21ケースに認められた。

6.5.2 汀線付近の長周期波の波高

バーム地形の侵食に直接影響を及ぼすのは、沖合いの波浪ではなく直前面の波であるので、汀線付近の波について調べる。図-6.38、図-6.40に示したように、汀線付近で測定された波は、測定点の水深の影響を強く受けるため、測定時の実水深が0.95～1.05mになっていたものだけを抽出した。このデータには、バームの侵食がなかった高波浪時も含めた（例えば高波浪が来襲しても、直前にバームが形成されていないとバームの侵食は生じない）。

図-6.42は、抽出したデータについて、汀線付近の H_s と長周期波の波高 H_L を沖波有義波高に対してプロットしたものである。沖波有義波高が大きくなるにつれて、 H_s は40cmからわずかに増加し $H_o' \geq 4.0\text{m}$ では60cm程度で頭打ちになる。このように、入射波高は汀線付近で水深に規定される波高以上にならない。一方、長周期波の波高 H_L は $H_o' \leq 1.0\text{m}$ で10～20cm程度であるが、沖波有義波高が大きくなるにつれて増大し60cm以上になる。

合田(1975)は、現地観測の結果から長周期波の波高に関して次式のような経験式を提案している。

$$\frac{\xi_{rms}}{(\eta_{rms})_0} = \frac{A}{\left[\frac{H_o'}{L_o} \cdot \left(1 + \frac{h}{H_o'} \right)^{1/2} \right]} \dots\dots\dots (6.28)$$

ここに、 ξ_{rms} と $(\eta_{rms})_0$ はそれぞれサーフビートの波形と沖波波形の2乗平均の平方根、 h は水深、 A は係数 (= 0.04)、 H_o' は換算沖波有義波高である。

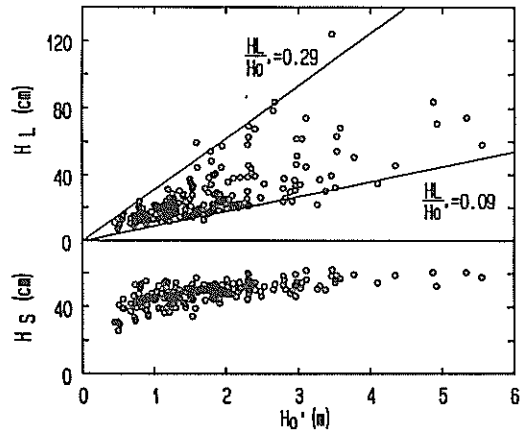


図-6.42 H_s , H_L と沖波有義波高の関係

式(6.28)の左辺を

$$\frac{\zeta_{rms}}{(\zeta_{rms})_0} = \frac{H_L}{H'_0} \dots\dots\dots (6.29)$$

でおきかえ、右辺分母のパラメータを用いて図-6.42に示した長周期波の波高データを再整理した結果が、図-6.43である。図-6.43によると、合田の式に一致するデータもあるが、大多数のデータはそれより下側にプロットされている。沖波波高の大きいときの観測値が、このように合田の推定値より小さくなることは、高山・平石ら(1988)が報告している。しかし、合田の式を图中細い実線で示したように下方に平行移動すれば、おおむねデータに一致する結果が得られる。これは式(6.28)の係数を $A=0.023$ としたことに相当する。

図-6.44は、台風第8818号時に汀線付近で観測された長周期波の波高と、沖波諸元から推定した長周期波の波高を比較したものである。推定では、式(6.28)と式(6.29)を用いて、換算沖波波高、沖波波長、測定点の実水深を代入して計算した。係数 $A=0.023$ としたときの推定値は、9月13日および16日以降の実測波高とよく一致する。しかし、14日～15日の推定値は実測波高の約半分ほどである。9月14日～15日に限って表示した係数 $A=0.04$ の場合の推定波高は、実測波高とおおむね一致する。ただし、それ以外の期間については2倍程度過大評価になる。

結局、バーム侵食が生じたときの長周期波の波高の急激な増大は、合田の式で係数を定数にしたのでは説明できないことになる。9月14日～15日に波高が増大することの可能性として、Symonds and Bowen(1984)が理論

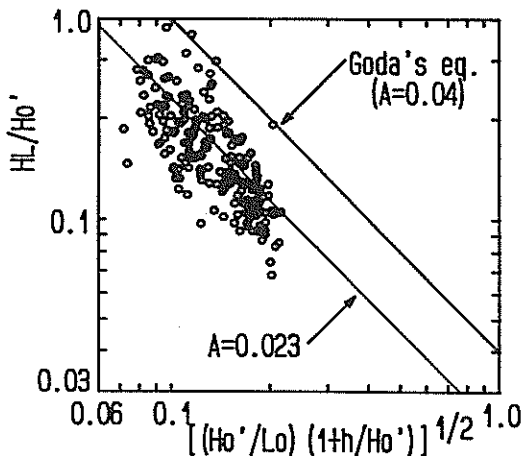


図-6.43 長周期波の波高と合田(1975)の式の比較

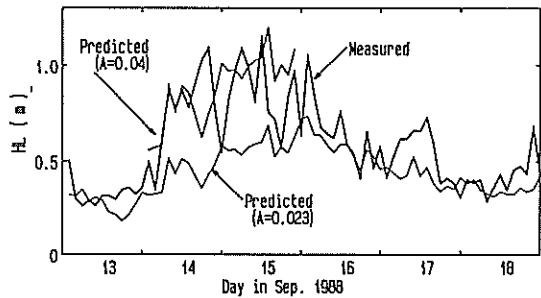


図-6.44 長周期波の実測波高と推定波高の比較

的に示した、長周期波の海底地形による共振が考えられる。彼らは、砕波点が波の連りへの繰り返し周期で岸沖方向に変動することを考慮した砕波帯内の長周期波の発生理論をもとに、沿岸砂州の位置に反射定常波の腹があると共振が生じ波高が大きくなることを示した。この可能性を確認するためには、汀線付近で観測された長周期波について周期を調べ、複雑な断面上の波形を計算することが必要になる。しかし、時化時に汀線付近の周期がおおまか80～120sになっていたことを浜への波の遡上で確認しているものの、正確な周期は解析していないので、現時点では検討できない。

6.5.3 バーム地形の侵食限界レベル

6.5.2において、バーム地形の侵食が汀線付近の長周期波の波高の増大と関連することを述べた。そこで、バーム地形の侵食限界レベル(図-6.39参照)を、長周期波との関連で調べる。侵食限界レベルは、浜への波の遡上と関係していると推察される。すなわち、概念的には
侵食限界レベル=水位+f(長周期波の遡上)

$$\dots\dots\dots (6.30)$$

となる。以下に、式(6.30)の右辺を現地データで評価し、28事例の侵食限界レベルと比較する。なお、式(6.30)の計算に用いたデータは、バーム侵食が生じた以前一日間の2時間毎の観測値のうち、水位と長周期波の波高の和が最大になる時のものである。

式(6.30)の右辺各項の計算方法は以下のとおりである。
[水位]

汀線付近(汀線より少し沖側、測点+22m)で20分間測定した水位変動のデータの平均値を計算して、水位を求めた。Wave set-up量は岸方向に増加するので、汀線位置の水位はさらに高くなる。式(6.25)によると、波崎海洋研究施設の汀線付近の wave set-up量は水深が浅くなると水深変化量の9%ほど増加するので、汀線の水位($\bar{\eta}$)を次式で計算する。

$$(\bar{\eta})_0 = \bar{\eta} + 0.09 \times h \quad \dots\dots\dots (6.31)$$

ここで、 η と h はそれぞれ水位変動測定点の水位（実測値）と実水深である。

[長周期波の遡上高さ]

長周期波の遡上高さもデータを用いて推定することにし、堆積限界レベル D_L （図-6.39参照）を長周期波が遡上したレベルに等しいとみなすと、遡上高さ R は次式で表される。

$$R = D_L - (\bar{\eta})_0 \quad \dots\dots\dots (6.32)$$

式(6.32)で計算される R を長周期波の波高と比較するために、汀線付近で測定した長周期波の波高をもとに、汀線での長周期波の波高を次のように評価する。

式(6.28)と式(6.29)を組合せ、 $h = 0$, h を代入すると、

$$\frac{(H_L)_0}{H'_0} = \frac{A}{\left[\frac{H'_0}{L_0}\right]^{1/2}} \quad \dots\dots\dots (6.33)$$

$$\frac{(H_L)_h}{H'_0} = \frac{A}{\left[\frac{H'_0}{L_0} \cdot \left(1 + \frac{h}{H'_0}\right)\right]^{1/2}} \quad \dots\dots\dots (6.34)$$

となる。ここに、 $(H_L)_0$ は汀線での長周期波の波高、 $(H_L)_h$ は測定点での長周期波の波高である。式(6.33)と式(6.34)から A を消去すると、

$$(H_L)_0 = (H_L)_h \cdot \sqrt{1 + h/H'_0} \quad \dots\dots\dots (6.35)$$

を得る。

図-6.45は、堆積の生じたケースについて、 R と式(6.35)で計算された汀線での長周期波の波高 $(H_L)_0$ の関係をプロットしたものである。図中の直線は、データを最小自乗法で直線近似した次式である。

$$R = 0.96 \cdot (H_L)_0 + 0.31 \quad \dots\dots\dots (6.36)$$

この結果は、遡上高さが長周期波の汀線における波高に定数を加えたものとなっている。定数項は、入射波の遡上が重なった結果であると考えられる(Guza and Thornton(1982)によると、入射波の遡上は沖波波高の変化に係わらず一定である)。結局、最大遡上レベル R_L は式(6.31)、(6.36)より、次式となる。

$$R_L = (\bar{\eta})_0 + 0.96 \cdot (H_L)_0 + 0.31 \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (6.37)$$

図-6.46は、実測データをもとに式(6.37)で計算した R_L と堆積限界レベル（○印）、バームの侵食限界レベル（●印）を比較したものである。実測された堆積限界レベルは R_L とよく一致し、侵食限界レベルはややデータのバラつきがあるものの $R_L - 0.39\text{m}$ の直線と一致する。

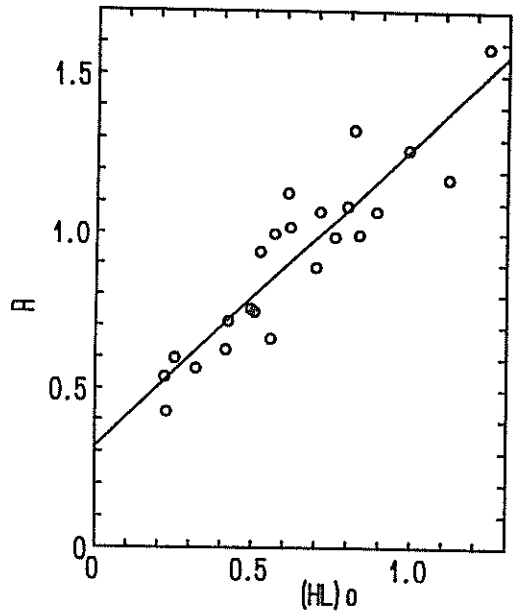


図-6.45 汀線の長周期波の波高と遡上高さの比較

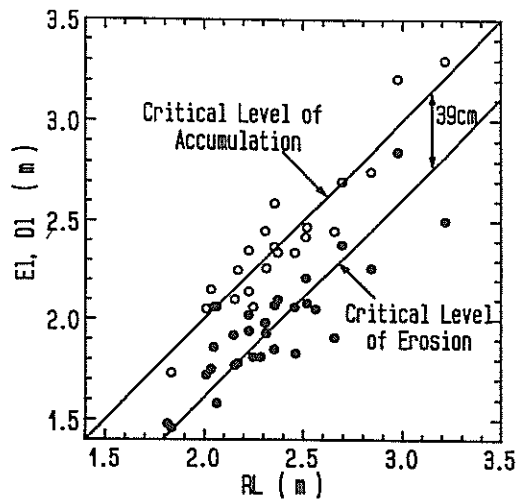


図-6.46 長周期波の遡上レベルとバームの堆積、侵食限界レベルの比較

6.6 結論

波崎海洋研究施設での現地観測で得られたデータを基に、特に前浜の地形変化の実態および荒天時の汀線付近の水位上昇、バーム侵食限界レベルと長周期波の関係について解析を行った。得られた結論は以下の通りである。

- (1) D.L.+1.4m で定義した汀線位置は、入射波のエネルギーフラックスの変化と対応して変動している。エネルギーフラックスが大きい期間は全体に汀線が後退し、小さい期間は前進する傾向がある。短期変動特性としては、堆積過程では波のエネルギーフラックスの状態に関係なく汀線は0.68m/day のほぼ一定速度で前進する。一方、侵食過程では、汀線の急激な後退が1～2日で生じる。
- (2) 汀線の急激な後退は単に波のエネルギーフラックスが大きいときに生じるというのではなく、その波が入射する直前の汀線位置も関係する。すなわち、汀線が前進した状態では、小さなエネルギーフラックスでも汀線は急激に後退することがあるし、逆に汀線が後退した状態にあるときには大きなエネルギーフラックスでも汀線後退は生じず、前進することがある。
- (3) 急激な汀線後退の生じるときの波のエネルギーフラックスと汀線位置の関係を経験的に導いた(式(6.10))。
- (4) 現地データの解析結果に基づいて、一定速度の汀線の前進、急激な後退を予測する経験式(汀線位置の短期変動モデル)を示した(式(6.16))。これは、漸化式になっていてエネルギーフラックスの時系列データから順次汀線位置が予測できるものである。
- (5) 汀線位置短期変動モデルを用いて予測した汀線変動は実測値とよく一致した(図-6.20)。
- (6) 汀線位置の短期変動モデルと汀線変化予測モデルは、ともにエネルギーフラックスを外力パラメータとしており、しかも前者はその岸沖方向成分、後者は沿岸方向成分を考慮しているため、両者を矛盾なく組み合わせて短期汀線変化の予測ができる可能性がある。
- (7) HOLFのある海岸での汀線付近の水位上昇量(cm)は、次式で計算できる。

$$\eta = 0.69 \cdot \Delta P + 0.04 \cdot U^2 \cdot \cos \theta + 5.20 \cdot (H_0'^2 \cdot L_0'^2)^{0.4} \quad \dots (6.38)$$

- この式の第3項(wave set-up項)は、HOLFの海底勾配(1/60)を考慮して合田(1975)の理論で計算した水位上昇量と一致する。さらに、入射波の波形勾配が小さくなると上昇量が大きくなることが確認された。したがって、合田の理論の現地適用性はよい。また、第3項はエネルギーフラックスに置き換えることができる(式(6.27)参照)。
- (8) 水位上昇量への各要因の寄与は、波による wave

set-up が最も大きく、気圧低下、風の吹き寄せの効果はあまり大きくない。

- (9) バーム地形の侵食は、汀線付近の長周期波の波高が大きくなるときに対応して生じる。これに対して、汀線付近の入射波の波高は、沖波の波高が大きくなっても、水深に規定される波高以上にはならず、バーム地形の侵食との関連は認められない。
- (10) バームの侵食が生じるときには、同時にそれより高いレベルのところで堆積が生じるという Bascom (1954)の指摘は、バーム侵食26例中21ケースで認められた。
- (11) バームの侵食限界レベル、堆積限界レベルとも、汀線での水位上昇量と長周期波の波高に定数を加えて評価することができ、沖波有義波の波高とは関係ない。

参考文献

- 1) 泉宮尊司・堀川清司(1983)：砕波帯における波のエネルギー方程式のモデリング、第30回海岸工学講演会論文集、pp. 15-19.
- 2) 尾崎晃・曳田信一(1977)：波による二次元汀線変化の相似に関する実験的研究(統)、第24回海岸工学講演会論文集、pp. 167-169.
- 3) 鹿島遼一・清水隆夫・丸山康樹・齊藤昭三(1982)：大型造波水路による岸沖漂砂の実験的研究(2)―粗砂海浜(D₅₀=0.47mm)の岸沖漂砂のモデル化―、第29回海岸工学講演会論文集、pp. 228-232.
- 4) 加藤一正(1987)：漂砂、沿岸地形と長周期波の関連、昭和62年度港湾技術研究所講演会講演集、pp. 1-70.
- 5) 加藤一正・柳嶋慎一・村上裕幸・末次広児(1987)：汀線位置の短期変動特性とそのモデル化の試み、港湾技術研究所報告、第26巻、第2号、1987.
- 6) 加藤一正・藤田 誠・柳嶋慎一・村上裕幸・末次広児(1988)：バー・トラフ地形変化と底質特性の変動、第35回海岸工学講演会論文集、pp. 332-336.
- 7) 加藤一正・柳嶋慎一・磯上知良・村上裕幸(1989)：波による汀線付近の水位上昇量―波崎海洋研究施設における現地観測―、港湾技術研究所報告、第28巻、第1号、pp. 3-41.
- 8) 気象庁(1987a)：昭和63年潮位表、p. 319, 326p.
- 9) 合田良実(1975)：浅海域における波浪の砕波変形、港湾技術研究所報告、第14巻、第3号、pp. 59-106.
- 10) 佐藤昭二・入江功(1971)：荒天時の海底地形変動に関する一考察、第18回海岸工学講演会論文集、pp. 383-388.
- 11) 佐藤昭二・田中則男・佐々木克博(1974)：鹿島港建設に伴う海底地形変化について―事例研究―、港湾技術研究所報告、第13巻、第4号、pp. 3-78.
- 12) 榎木 亨・岩田好一朗・東 俊夫(1978)：不規則波による平均水位変動に関する研究、第25回海岸工学講演会論文集、pp. 184-188.
- 13) 首藤伸夫(1981)：海の波の水利、新体系土木工学、24、217p.
- 14) 高山知司・平石哲也・高山 優(1988)：多方向不規

- 則波の斜面上における砕波特性, 第35回海講論文集, pp. 182-186.
- 15) 西村一夫・田中則男・竹内秀哲(1971): 日本海北部沿岸の異常波浪時における潮位特性について, 第18回海岸工学講演会論文集, pp. 241-244.
 - 16) 服部昌太郎・川又良一(1978): 砕波帯内の海岸変形過程, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 218-222.
 - 17) 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右・岡田 滋(1975): 波による二次元汀線変化に関する一考察, 第22回海岸工学講演会論文集, pp. 329-334.
 - 18) Bascom, W. H. (1954): Characteristics of natural beach, Proc. 4th ICCE, pp. 163-180.
 - 19) Bowen, A. J., D. L. Inman and V. P. Simmons (1968): Wave 'set-down' and set-up, Jour. of Geoph. Res., Vol. 73, No. 8, pp. 2569-2577.
 - 20) Bowen, A. J. and D. A. Huntley(1984): Waves, long waves and nearshore morphology, Marine Geology, Vol. 60, pp. 1-13.
 - 21) Guza, R. T. and E. B. Thornton(1982): Swash oscillation on a natural beach, J. G. R., Vol. 87, pp. 483-491.
 - 22) Hallermeier, R. J. (1981): A profile zonation for seasonal sand beaches from wave climate, Coastal Engineering, 4, pp. 253-227.
 - 23) Hansen, U. A. (1978): Wave setup and design water level, Jour. of Waterway Port and Ocean Division, ASCE, Vol. 104, No. WW2, pp. 227-240.
 - 24) Holman, R. A. (1986): Extreme value statistics for wave run up on a natural beach, Coastal Engineering, Vol. 9, pp. 527-544.
 - 25) Iwagaki, Y. and Noda, H. (1963): Laboratory study of scale effects in two-dimensional beach process, Proc. of 8th ICCE, pp. 194-210.
 - 26) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf beat', Jour. of Fluid Mech. 13, pp. 481-504.
 - 27) Sunamura, T. and K. Horikawa(1974): Two-dimensional shore transformation due to waves, Proc. of 14th ICCE, pp. 920-938.
 - 28) Sunamura, T. (1983): A predictive model for shoreline changes on natural beaches caused by storm and post-storm waves, Transactions, Japanese Geomorphological Union, 4-1, pp. 1-10.
 - 29) Sunamura, T. (1984): Quantitative predictions of beach-face slope, Geol. Soc. Am. Bull., Vol. 95, pp. 242-245.
 - 30) Symonds, G. and A. J. Bowen(1984): Interaction of nearshore bars with incoming wave groups, J. G. R., Vol. 89, No. C2, pp. 1953-1959.

7. 総合的結論と今後の課題

本論文は、現地資料および現地調査で得られデータを基に、長周期波が漂砂および沿岸地形化に及ぼす影響を具体的に明らかにすること、および今後の岸沖漂砂量算定式の確立に際し従来無視されていた長周期波の影響を取り込む必要性を示すことを目的に取りまとめたものである。得られた結論は各章毎に取りまとめた。ここでは、それらを総合的に議論し、今後の残された課題について明らかにする。

まず第1章では、漂砂研究推進の社会的背景の経緯について考察し、現在の社会的要請に対応する漂砂研究の方向および本論文の目的について述べた。つまり、従来の防災を第一優先にした海岸防災対策ではなく、ゆとりと潤いのある海浜の回復をも合わせ持つより高質な防災対策が求められている。この要請に答える面的防護方式においては、高い精度で特に荒天時の海浜地形変形を予測することが必要になってくる。この予測技術の確立に向けて、長周期波に注目した現地調査を主体として、砕波帯内の砂移動機構にアプローチすることが重要であるとの指摘をした。

第2章では、理論的には存在し得るとされていた長周期波（エッジ波）が、現地海岸に存在していることを確認した。エッジ波の観測は、1970年代になって行われるようになった。その方法は、電磁流速計を用いて砕波帯内の流速を測定し、理論に基づいてエッジ波成分を分離するものである。この方法による観測例が次々と報告されていたが、観測が一つの方法に頼っていたこと、エッジ波の岸沖方向特性しか測定できていなかったこと等のため、必ずしもエッジ波が存在しているとは言い切れない状態が続いていた。これに対し、本論文では、汀線で波高が最大になりしかも沿岸方向に波高が変化するというエッジ波の特性を利用して、浜への波の遡上の沿岸方向変化を空中写真で撮影し、経験的固有関数で解析するという新しい方法によってエッジ波の存在を確認した。と同時に、従来の観測方法も併用して、二重に検証してある。本調査とほぼ同時期に、Huntley and Guzaら(1981)は、沿岸方向520mに19台の電磁流速計を設置するという大規模な現地調査によってエッジ波を観測している。これら2つの成果でもって、現地海岸にエッジ波が存在することが確認されたとされている(Holman, 1983)。ただし、工学的見地からは、さらに現地観測を重ね長周期波の波高、周期等の統計的特性や、それらと沖波諸元の関係を明らかにして長周期波を予測・推定できるようにすることが必要であり、このためには並行して長周期

波の発生機構についての検討が、今後望まれる。

第3章では、石川県羽咋海岸の海底に形成されている二次元的な多段沿岸砂州の成因について現地資料を基に検討し、それが周期約100sの反射定常波によるものであることを示した。Bowen and Inman(1971)が三日月砂州の成因をエッジ波に求めた理論を発表して以来、長周期波と沿岸地形の関連性が議論されてきた。しかし、その検討には多くの仮定が含まれていたために、両者の関係は仮説的であるとされていた。特に、長周期波の流速は底質を移動するほどに十分大きくない、砂州等の沿岸地形を形成するためには特定の周期の長周期波が長時間に渡って継続しなければならないとの指摘がなされていた。本章では、長周期波（反射定常波）と入射波が共存する場での正味の浮遊砂量を理論的に導き、入射波によって浮遊状態になった底質が長周期波のドリフト流速によって運ばれ多段沿岸砂州を形成することを示した。つまり、長周期波の流速が小さくても、砂州地形を形成し得ることを示した。また、周波数固定の機構を、海底勾配と長周期波の波高・周期の関係が Shuto(1972)の砕波限界波高の条件を満たしていることで説明した。これらの結論を導いたことによって、従来仮説的であるとされていた主要な2つの問題点を取り除いた。しかし、ここでのアプローチは、多段沿岸砂州の初期成因について注目したものであり、形成された沿岸砂州と長周期波の相互干渉・共振現象までは十分に議論していない。この部分を明確にすることによって、多段沿岸砂州の発達あるいは self-maintenance 機構が解明されるであろう。その成果は、面的防護方式における潜堤の水理特性の検討に生かされ、さらには構造物による長周期波の制御へと発展して行くものである。

第4章においては、砕波帯内の固定点で浮遊砂濃度、岸沖流速を同時観測し浮遊砂濃度を長周期波との関連で解析した。その結果、砕波帯の浮遊砂濃度は、1~2分程度の長周期変動をしており、長周期流速成分が沖向きになっているときに高濃度になる傾向があること、高濃度の発生は入射波の砕波条件とも関係していること等がわかった。これらのことは、長周期波の沖向き流れと入射波の砕波条件が特定の状態になると、浮遊砂濃度が高くなることを示唆している。本章で得られた結論は、本論文全体を通じてもっとも定性的なものであり、長周期波との関連性が弱いものとなっている。これは、第一には、観測が沖波有義波高 0.7~1.1m、周期5.0~6.0mという静穏な状況下で実施されていて、長周期波の波高が小さかったためであろう。第二には、観測方法が必ずしも十分ではなかったことによる。つまり、砕波帯という空

間的に広がりのある場での現象をとらえるには、固定された一点の測定は、いわば針の穴から向こう側を覗いた感がある。このような観測条件、方法が不十分なもともども、浮遊砂濃度と長周期波の関連が示唆される結果が得られたということは、逆に長周期波が顕著になる荒天時には、両者の関係がさらに強いものであると推察される。したがって、再度、荒天時に複数点での同時観測を通じて両者の関係を実証しなければならない。なお、長周期波は波形勾配が非常に小さいので、砕波帯内の浅海域といえども砕波しにくい。したがって、長周期波が直接底質の巻き上げの機構に関与しているとは考えにくく、むしろ入射波の砕波に伴う高濃度浮遊砂の発生機構が重要であろう。ただし、浮遊状態の砂がどちらに運ばれるか、つまり正味の浮遊砂については、定常流とともに長周期波の影響を考慮する必要がある。このようなことから、多くの研究者が取り組んでいる底質の浮遊機構の解明をさらに発展させて正味の量を評価するときに、長周期波の存在を考慮に入れることが必要になってくるものと考えられる。

第5章においては、蛍光砂を砕波帯内の1点に投入し、投入点を中心とする円周上の16地点から採取し、同時に、電磁流速計で投入地点の流速の水平2成分を測定するという灘岡・田中ら(1981)と同様の手法による現地観測で得られたデータをもとに、局所的砂移動と流体運動の特性との関係について調べた。そして、第1次近似としての局所漂砂量式を経験的に導いた。その結果によって、平均流方向へは、平均流の1%で砂が運ばれるという灘岡・田中ら(1981)の結果を追認することができた。一方、波の主方向への底質移動速度は、流速波形の上下の非対称性だけでなく、前後の非対称性にも依存しており、前者は掃流砂量に、後者は浮遊砂量に影響を及ぼす。そして、高濃度の浮遊砂の正味の移動方向は、bore通過後の流れの方向に支配され、入射波が卓越するときには岸向き、長周期波が卓越すると長周期波の波形の skewness に依存する方向 (skewness が負のとき沖向き) となる。長周期波の流速波形の skewness が負になることがあるということは、従来の観測では指摘されていない新しい知見である。また、全漂砂量に対する浮遊砂量の割合は、流速の2乗平均値が大きくなるにつれて増大することが分かった。このことは、砕波帯内では入射波の波高が水深に規定される波高以上に大きくなれないことを考慮に入れると、荒天時の砕波帯内で長周期波が卓越するとき浮遊砂量が極めて支配的になることを示唆している。ところで、本章で経験的に得た局所漂砂量式は、式(5.20)の形式を仮定していること、そして海底勾配、底質の特

性、砂移動の限界条件等の当然含まなければならないファクターが含まれていない等の問題を含み、十分なものではない。さらに、海底面から約20cm上方で測定した流速を代表流速として、蛍光砂の移動と関連付けることの妥当性について十分議論している訳ではない。しかしながら、局所的岸沖漂砂量にとって、流速波形の上下の非対称性だけでなく、前後の非対称性および長周期波の存在が重要な要因になるということと言える。そうすると、水深変化予測モデルの開発において、砕波帯内の波高・波向を計算し、海浜流(平均流)を求めているという現在の方法では、局所漂砂量を正確に評価することが出来ないことになる。したがって、今後は、砕波帯内の波の非線型性と沖波の代表波諸元の間関係をさらに調べる必要がある。特に、浅水変形によって波形の前後の非対称性がどの様に変化するかとということ、長周期波がいかに発達するかということを目く表現するパラメータを導入することが重要になる。さらに、従来より指摘されている砕波帯内の底質の鉛直混合の現象は、本章での調査でも確認されている。この機構を調べることは、局所漂砂量の定量把握を詰めて行くとき重要になるものの、未だ十分検討されているとはいえず、今後の解明が待たれる。

第6章では、波崎海洋研究施設で得られたデータを基に、短期前浜地形変化に及ぼす長周期波の影響について考察した。最初に、前浜地形の代表指標である汀線位置の短期変動の実態を明らかにし、モデル化した。すなわち、汀線位置の短期変動は侵食過程と堆積過程で異なっており、侵食過程では汀線後退が急激に生じるのに対し、その後の堆積過程ではゆっくりとした一定速度で徐々に前進し浜が回復する。これらの変化と入射波のエネルギーフラックスの関係を経験的に定式化し、エネルギーフラックスの時系列データを入力することによって汀線位置の短期変動を予測する漸化式モデルを組み立てた。このモデルと汀線変化予測モデルを組み合わせると、汀線の長期・短期変化予測が出来ることも合わせて示した。ただし、このモデルは、前浜地形変化の機構をブラックボックスの中で取り扱っているため、自然海浜の汀線変化予測には適用できるものの、面的防護方式において複数の構造物を配置した場における海浜の短期汀線変動までも適用できる保障はない。面的防護方式の海浜の前浜変化、特に防災の観点からは汀線の急激な後退およびどのレベルまで侵食を受けるかを予測するためには、その変化機構も明らかにしてモデルを組み立てる必要がある。

このような観点から、侵食過程の波のエネルギーフラックスの大きいときに顕著になる汀線付近の wave set-

upについて調べた。その結果、現地海岸で生じる wave set-up量は、従来の理論で評価できることを確認した。また、wave set-upだけでなく、気圧低下による吸い上げ、風による吹き寄せ等の効果による水位上昇についてもそれらの程度を評価した。

実際の海岸では、これらが全て重なって水位上昇が生じる。これに対して、前浜のバーム地形は、さらに高いレベルまで侵食を受ける。この侵食限界レベルは、水位上昇量を含む潮位に長周期波の汀線での波高を加えることによって説明できることを示した。したがって、既に水位上昇については従来の理論で見積れることを確認しているのであるから、汀線での長周期波の波高を推定できれば、荒天時の前浜侵食レベルを評価することが可能になる。合田(1975)は、沖波入射波高と長周期波の波高の関係式を提案しているものの、汀線での適用性は必ずしも十分ではないので、さらに研究を推進する必要がある。特に、入射波の波の連なりと長周期波の関係に注目した研究が望まれる。

以上のように、現地において長周期波の存在が確認され、沿岸の規模の大きい地形変化が長周期波によって生じることも示された。そして、長周期波が砕波帯内の浮遊砂濃度、砂移動量、前浜地形変化などに及ぼす影響を現地データで確認した。長周期波には、砕波帯内、特に汀線付近で振幅が最大になり、しかも荒天時ほど振幅が大きくなるという特性があるので、面的防護方式において荒天時の防災機能を有する砂浜を創造するためには、長周期波を考慮に入れて海浜変形予測モデルを開発する必要がある。

また、Hom-ma and Sonu(1962)は、沿岸構造物の機能を十分発揮するような設計基準を確立するために、浅海域の地形の規則性と構造物の相互関係を研究しなければならないと述べている。ここで、規則的な沿岸地形とは、三日月砂州、多段沿岸砂州、汀線のカスプなどの海浜地形のことであり、それらの空間スケールは100m~数100mである。また、構造物とは、海岸侵食防止のために建設されている突堤、離岸堤等のことであると考えられ、これらの構造物の配置の空間スケール(突堤間隔、離岸堤の離岸距離、延長など)も、100m~数100mとなっている。Hom-ma and Sonu(1962)の指摘は、この空間スケールの類似性にもとづく直感的なものであったのではないかと思う。しかし、その後、すでに四半世紀以上経っているにもかかわらず、そのような基準はいまだ確立されていない。これに対し、周期100sの長周期波の水深1mでの波長は、長波近似により $\sqrt{gT} \cdot T \approx 300\text{m}$ となり、沿岸地形の規則性や構造物の空間スケールと同程度であ

る。長周期波は周期が長く、波形勾配が小さく、砂浜でも通常の消波タイプの構造物でも完全反射する可能性が高い。そうすると、沿岸部に防波堤、突堤、離岸堤等を建設するとそれらの周辺には複雑なstandingモードの長周期波が形成され、それに伴う漂砂、地形変化が生じるものと考えられる。このことを逆に言うと、構造物の構造、規模、配置を工夫してstandingモードの長周期波をコントロールすることによって、周辺の地形変化を制御し、これらの構造物の侵食防止機能を更に向上させること、あるいは面的防護工法での荒天時の海浜の維持が出来るようになると思われる。

漂砂現象と長周期波の関連性に関する研究は、主に現地観測を主要な研究手段として行われてきたため、蓄積されている情報・知識は十分ではなく、断片的である。両者の関連についての定量的、系統的研究は、人為的に外力条件が制御できる室内実験で検討すべきものであるが、入射波と長周期波が共存する流体運動場を二次元水槽、平面水槽で再現する試みが始まったばかりであり(日野・仲座, 1988)、今のところ実験的検討はなされていない。したがって、今後は、漂砂との関連だけでなく、長周期波の発生原因・機構も調べ、長周期波の予測技術の確立、室内実験での再現も並行して検討しなければならない。

(1991年3月30日受付)

関連文献

- 1) 合田良実(1975): 浅海域における波浪の砕波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻, 第3号, pp. 59-106.
- 2) 澁岡和夫・田中則男・加藤一正(1981): 蛍光砂を用いた砕波帯内における局所的砂移動の観測, 港湾技術研究所報告, 第20巻, 第2号, pp. 75-126.
- 3) 日野幹雄・仲座栄三・與那覇健次(1988): 波群によって引き起こされる Bore 状サーフビートに関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 197-201.
- 4) Bowen, A. J. and D. L. Inman(1971): Edge waves and crescentic bars, J. G. R., Vol. 76, No. 36, pp. 8662-8671.
- 5) Holman, R. A. (1983): Edge waves and the configuration of the shoreline, CRC Handbook of Coastal Processes and Erosion, CRC Press Inc., Edited by P. D. Komar, pp. 21-33.
- 6) Hom-ma, M. and C. Sonu(1962): Rhythmic pattern of longshore bars related to sediment characteristic, Proc. of 8th ICCE, pp. 248-279.
- 7) Huntley, D. A., R. T. Guza and E. B. Thornton(1981): Field observation of surf beat, 1. Progressive edge waves, J. G. R., Vol. 86, No. C7, pp. 6451-6446.
- 8) Shuto, N. (1972): Standing waves in front of a sloping dike, Coastal Eng. in Japan, Vol. 15, pp. 13-23.

謝 辞

本研究はすべて現地データ、現地調査に基づいて行った。この間、多くの方々のお言と暖かい援助を受けた。

運輸省港湾技術研究所水工部漂砂研究室の歴代室長からは、さまざまな指導、お言を頂き、励まされた。特に、佐藤昭二初代室長からは、現地海岸を見ることの重要性を学び、また挫折しそうになったとき立ち直るお言を頂いた。田中則男第二代室長は、私を砕波帯内諸現象の現地調査に導いて下さり、常に問題を提起された。入江 功第三代室長からは、科学的論理思考の大切さを学んだ。さらに、第6章の研究で使用した現地データは、田中元室長と入江前室長の非常な御尽力により完成した波崎海洋研究施設があったからこそ測得できたものである。

本研究で用いた現地データは、漂砂研究室諸氏全員が

参加した現地観測によって得られたものである。大変危険で困難な調査であるにも係わらず、事前準備を綿密に行い、時には徹夜をし、また時には寒さに震えながら測定した貴重なデータである。彼らの献身的な努力がなければ、本研究はできなかった。

私が身体をこわして休職した後、漂砂研究室に復帰したときは、現地観測を諦めていた。もう一度やってみようと思ったのは、瀧岡和夫東京工業大学助教授（当時漂砂研究室）の一言であった。

さらに、本研究を取りまとめるにあたっては、東京工業大学日野幹雄教授、池田駿介教授、大町達夫教授、福岡捷二助教授、瀧岡和夫助教授、および東北大学沢本正樹教授から大変有益なお言と指導を頂いた。

ここに記して、感謝の意を表したい。

記号一覧

A : 実対称行列
 $A(X)$: エッジ波, 反射定常波の振幅
 a_n : エッジ波の汀線における振幅
 b : 蛍光砂の鉛直混合深さ
 \bar{b} : 蛍光砂の砕波帯内平均鉛直混合深さ
 C : 反射定常波の汀線における振幅
 C_f : 海底摩擦係数
 C_D : 抗力係数
 $C_{n,t}$: (経験的固有関数の) 時間係数
 D : 蛍光砂の平均移動速度の波の主方向成分
 D_ℓ : パームの堆積限界レベル
 d : 粒径
 d_{50} : 中央粒径
 E : 波のエネルギーフラックス
 \hat{E} : 波の無次元エネルギーフラックス
 $E_n(y)$: 直交関数
 e_n : 経験的固有関数
 $F(\alpha, \beta, \gamma; s)$: 超幾何関数
 F_0 : 砂の無次元沈降時間パラメータ
 f : 周波数
 f_B : 反射定常波の周波数
 f_C : 境界周波数
 f_w : 波の摩擦係数
 g : 重力加速度
 H : 波高
 H_B : 砕波波高
 H_{BC} : 反射定常波の砕波限界波高
 H_{B8} : 水深8m 地点の反射定常波の波高
 H_{B20} : 水深20.16m 地点の反射定常波の波高
 H_b : 砕波波高
 H_0 : 沖波波高
 H_0' : 換算沖波波高
 H_L : 長周期波の波高
 H_S : 入射波の波高
 $(H_{1/3})_0$: 沖波有義波高
 $(H_L)_0$: 汀線での長周期波の波高
 $(H_{up})_{1/3}$: 波の主方向流速成の有義全振幅
 h : 水深
 i_s : 浮遊砂量
 \bar{i}_s : 正味の浮遊砂量
 \bar{i}_{sw} : 正味の浮遊砂量 (合成流 w 方向)
 \bar{i}_{sx} : 正味の浮遊砂量 (x 方向)
 \bar{i}_{sy} : 正味の浮遊砂量 (y 方向)

$J_0(\xi)$: 0 次の第1種 Bessel 関数
 $J_1(\xi)$: 1 次の第1種 Bessel 関数
 k_n : 波数 (n はモード)
 $L_n(x)$: Laguerre 関数
 L_0 : 沖波有義波長
 N : データ数
 n : エッジ波のモード
 Q_D : 局所漂砂量の波の主方向成分
 Q_S : 局所漂砂量の平均流方向成分
 Q_t : 単位幅当りの局所漂砂量
 q_b : 波の主方向への掃流砂量
 q_s : 波の主方向への浮遊砂量
 R_t : 波の遡上線の水平変位のベクトル表示
 $R(y, t)$: 波の遡上線の汀線からの水平変位
 R : 浜への波の遡上高さ (平均水位基準)
 R_L : 浜への波の遡上高さ (D.L. 基準)
 S_0 : ふるい分け係数
 S_k : 偏わい度
 $S(f)$: スペクトルエネルギー密度関数
 T : 波の周期
 $T_{1/3}$: 有義波周期
 $(T_{1/3})_0$: 沖波有義波周期
 t : 時間
 $\tan\beta$: 海底勾配
 $\tan\beta_f$: 前浜勾配
 U : x 軸方向流速 (実測)
 U : 風速
 U_p : 波の主方向流速成分
 U_0 : 底面における波の最大軌道流速
 U_0 : 入射波の底面における軌道流速
 u : x 軸方向流速
 u_1 : 入射波のドリフト流速
 u_2 : 入射波の非対称性流速
 u_B : 反射定常波の x 軸方向流速
 u_{B0} : 反射定常波の底面における最大軌道流速
 u_{B1} : 反射定常波のドリフト流速
 u_{e0} : エッジ波の底面における軌道流速
 u_{e1} : エッジ波のドリフト流速
 u_m : 蛍光砂の η 軸方向への平均移動速度
 V : y 軸方向流速 (実測)
 \bar{V} : 平均流速
 \bar{V}_l : 平均沿岸流速
 V_S : 蛍光砂の平均的移動速度の平均流方向成分
 \bar{V}_s : 蛍光砂の砕波帯平均沿岸方向移動速度
 V_t : 蛍光砂の平均移動速度

- v : y 軸方向流速
 v_{e0} : エッジ波の底面における軌道流速
 v_{e1} : エッジ波のドリフト流速
 v_m : 蛍光砂の ξ 軸方向への平均移動速度
 w : 合成流速 ($=\sqrt{u^2+v^2}$)
 x : 汀線を原点に沖向き正の座標
 X_b : 砕波帯幅
 y : 平均汀線位置を原点として沖向きに正をとった汀線位置
 y : 沿岸方向座標
 Ψ_b : 砕波点における底面軌道流速の最大値で定義した shields 数
 β : 海底勾配
 $\sqrt{\beta_1}$: せん鋭度 (skewness)
 γ : 波高水深比
 $\gamma = \beta/\omega$
 γ : 自由度
 γ_1 : 流速波形の3次モーメント
 γ_n : 寄与率
 γ^* : long-crestedness
 ΔP : 気圧偏差
 Δt : サンプリング間隔
 $\delta_{p,q}$: クロネッカーのデルタ
 ζ : 静止水面からの水位変化量
 ζ_{rms} : 長周期波の波形の2乗平均根値
 η : 水位上昇量
 η_a : 天文潮位
 η_c : 天文潮位+計算水位上昇量
 η_m : 観測水位
 η_{max} : 静水時汀線での wave set-up 量
 η_{ps} : 気圧偏差による水位上昇量
 η_w : wave set-up 量
 η_{wind} : 風の吹き寄せによる水位上昇
 $(\eta_{rms})_0$: 入射波の波形の2乗平均根値
 θ_p : 波の主方向
 θ_t : 蛍光砂の平均移動方向
 λ_n : 固有値
 ξ : 無次元 x 座標 ($=\sqrt{x}(4\sigma_n^2/g\beta)^{1/2}$)
 ρ : 流体の密度
 ρ_s : 砂の密度
 σ_B : 反射定常波の角周波数
 σ_e : エッジ波の角周波数
 σ_n : 角周波数 (n はモード)
 ϕ : 砂の安息角
 ϕ_t : 蛍光砂の平均移動方向 (波の主方向を基準)
 ϕ_s : 平均流の方向 (波の主方向を基準)
 ω : 砂の沈降速度
 ω_0 : 海水の単位堆積重量

港湾技研資料 No713

1991・6

編集兼発行人 運輸省港湾技術研究所

発行所 運輸省港湾技術研究所
横須賀市長瀬3丁目1番1号

印刷所 ニッセイエプロ株式会社

Published by the Port and Harbour Research Institute

Nagase, Yokosuka, Japan.

Copyright © (1991) by P.H.R.I.
All rights reserved. No part of this book may be reproduced by any means, nor transmitted, nor translated into a maching language without the written permission of the Director General of P.H.R.I.

この資料は港湾技術研究所長の承認を得て刊行したものである。したがって、本資料の全部又は一部の転載、複写は、港湾技術研究所長の文書による承認を得ずしてこれを行ってはならない。