

長周期波と多段砂州の成因について

加 藤 一 正*

2. はじめに

沿岸部に、三日月砂州や多段の沿岸州がしばしば存在することはよく知られている。Bowen & Inman¹⁾, Bowen²⁾, Holman & Bowen³⁾ らは、これらの地形の成因について理論的に検討し、長周期のエッジ波や反射定常波のドリフト流速によってこれらの地形が形成されることを示した。

しかしながら、Sonu⁴⁾, 水口⁵⁾, Holman⁶⁾ らが指摘するように、(i) 通常の長周期波には底質を移動させるに十分な流速がない、(ii) 長周期波のエネルギーが狭い周波数帯に集中しなければならない等について十分な説明が出来ていないので、砂州の成因に関する従来の理論解析は未だ仮説的であるとされている。

そこで、本論文では、二次元的な地形である多段沿岸砂州について、上記 (i), (ii) の項目を明確にするために、理論的検討ならびに石川県羽咋海岸の多段砂州についての資料解析を行った。

2. 石川県羽咋海岸の長周期波

昭和 21 年以来、5 回にわたって撮影された石川県羽咋海岸(図-1, 6)の航空写真すべてに、3~4 段の沿岸砂州が認められるので、この海岸を解析対象とした。

対象海岸の波浪(D.L. -20m)、潮位は、図-1 に示す金沢港で測定されている。図-2 は、1982 年の 1 年間に、2 時間毎に 20 分間測定された波浪データのうち、有義波高が 2m を越えるもの 505 ケース(延べ約 42 日間)についてスペクトル解析を行い、その結果を平均して得られたパワースペクトルである。この図によると、いわゆる入射波の周波数(0.1 Hz)と、低周波数側の 0.01 Hz 付近の 2 ヶ所に明確なエネルギーピークが存在する。

図-3 は、505 ケースのパワースペクトルについて、

$$H_{B20} = 3.8 \sqrt{\int_0^{f_c} S(f) df} \quad \dots\dots\dots (1)$$

で計算される長周期波の波高の発生頻度を示したものである。ここに、 $S(f)$ はスペクトル密度、 f_c は $S(f)$ が

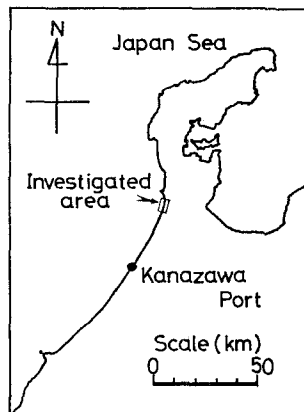


図-1 解析対象海岸(羽咋海岸)

極小値となる周波数であり 0.047 Hz とした(図-2 参照)。この図によると、長周期波の波高はおおむね 30 cm 以下であり、発生頻度の最も多いのは 16 cm 程度である。

長周期波が入射波と共存することは従来より指摘されており、合田⁷⁾ は現地データをもとに、次の経験式を示した。

$$\frac{\zeta_{rms}}{(\zeta_{rms})_0} = \frac{0.04}{\sqrt{\frac{H_0'}{L_0} \left(1 + \frac{h}{H_0'}\right)}} \quad \dots\dots\dots (2)$$

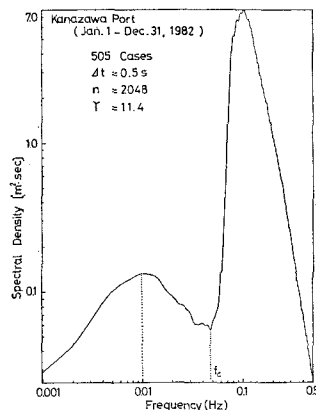
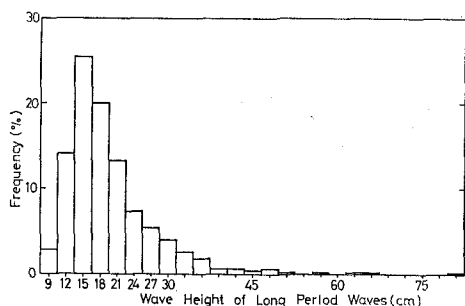
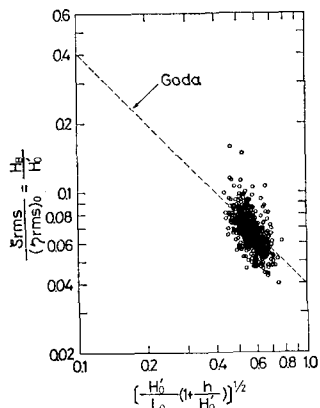


図-2 有義波高 2 m 以上の平均パワースペクトル

* 正会員 工修 運輸省港湾技術研究所 水工部 高潮津波研究室長



図—3 長周期波の波高の発生頻度



図—4 沖波に対する長周期波の波高比

ここに、 ζ_{rms} はサーフビート (長周期波) 波形の標準偏差値、 $(\eta_{rms})_0$ は入射波形の標準偏差値、 h は水深、 H_0 は相当水深波高、 L_0 は深水波長である。

図—4 は、505 ケースについて、合田のパラメータを計算してプロットしたものである。ただし、計算では、

$$\frac{\zeta_{rms}}{(\eta_{rms})_0} = \left(\frac{\int_0^{f_c} S(f) df}{\int_{f_c}^{\infty} S(f) df} \right)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

の関係をを用い、 $h=20.16\text{m}$ とした。プロットされたデータは、ほぼ合田の関係式を満足している。

なお、潮汐の分潮は、 $K_1=5\text{cm}$ 、 $O_1=5\text{cm}$ 、 $M_2=6\text{cm}$ 、 $S_2=2\text{cm}$ であり、潮位変動はほとんどないと言える。また、高波浪の発生する冬期の平均潮位は D.L. +0.16m である。羽咋海岸の底質粒径は、D.L. -5m から後浜までの範囲で、 $d_{50}=0.17\text{mm}$ であり、空間的に均一となっている。

3. 長周期波と沿岸砂州の関連性についての検討

底質の移動形態は、水平流速振幅 (u_0) と底質の沈降速度 (ω) の比によって決まり、 $u_0/\omega > 10$ のとき浮遊砂が支配的になることが理論的²⁾、実験的⁸⁾ に示されている。微小振幅波理論で、羽咋海岸の u_0/ω を計算したと

ころ、波高 2m 以上のとき、沿岸砂州の存在している水深 7~8m で浅において、その値は 40 以上になっていることが分った。すなわち、底質の移動形態は浮遊砂が支配的であると推察される。

そこで、次式で示される Bagnold⁹⁾ の浮遊砂量式を用いて、Bowen²⁾ と同様にして、多段砂州の成因を二次元的に考察する。

$$\bar{i}_s = \frac{\epsilon_s C_D \rho |u| u^3}{\omega - u \beta} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 ϵ_s は効率であり 1 より小さい定数、 C_D は抗力係数、 ρ は水の密度、 ω は砂粒子の沈降速度、 β は海底勾配を表わす。 u は流速であり沖向きを正にとる。

前節で示したように、長周期波は入射波と共存しているので、ここではある任意の場所における流速を

$$u = U_0 + U_1 \quad \dots\dots\dots (5)$$

とする。ただし

$$U_0 = u_0 \cos \sigma t \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$U_1 = u_1 + u_2 \cos 2\sigma t + u_{B0} \sin \sigma_B t + u_{B1} \quad \dots\dots\dots (7)$$

である。ここに、 U_0 は入射波の流速、 u_1 は入射波のドリフト速度、 $u_2 \cos 2\sigma t$ は入射波の非対称性を表わす流速、 $u_{B0} \sin \sigma_B t$ は長周期波の流速、 u_{B1} は長周期波のドリフト速度である。また、 σ は入射波の角周波数、 σ_B は長周期波の角周波数である。

一般に $u_0 \gg u_1, u_2$ であり、また u_{B0}, u_{B1} についても、長周期波の波高・周期が入射波のそれらより小さく、長いので $u_0 \gg u_{B0}, u_{B1}$ とみなすことができる。そこで、 $U_0 \gg U_1$ と仮定する。式 (5) を式 (4) に代入して、Net の浮遊砂量を求めるために時間平均すると、微小項を省略した第 1 次近似式²⁾として

$$\bar{i}_s = \frac{\epsilon_s \cdot C_D \cdot \rho}{\omega} \left[4U_1 U_0^2 |U_0| + \frac{\beta}{\omega} U_0^4 |U_0| \right] \quad \dots\dots\dots (8)$$

を得る。式 (8) に式 (6)、(7) を代入すると、

$$\bar{i}_s = \frac{16\epsilon_s \cdot C_D \cdot \rho}{15\pi\omega} \left(5u_1 u_0^3 - 3u_2 u_0^3 + \frac{\beta}{\omega_0} u_0^5 + 5u_{B1} u_0^3 \right) \quad \begin{matrix} (-) & (-) & (+) & (+) \end{matrix} \quad \dots\dots\dots (9)$$

となる。なお、式 (9) の右辺の各項の符号は式 (9) の下に示したとおりであり、正は沖向き、負は岸向きの浮遊砂移動方向となる。

Bowen²⁾ は、長周期波の存在しないとき ($u_{B0}=u_{B1}=0$) の平衡断面形状を検討し、式 (9) の右辺第 1, 2 項の入射波による岸向きの浮遊砂移動と第 3 項の海底勾配の影響による沖向きの浮遊砂移動がつり合って平衡海底断面が形成されることを示した。この状態では、これらの項がお互いに相殺するので、式 (9) は

$$\bar{i}_s = \frac{16\epsilon_s C_D \rho}{3\pi\omega} \cdot u_{B1} u_0^3 \quad \dots\dots\dots (10)$$

となり、Net の浮遊砂量に対し長周期波の質量輸送の影響だけが残される。したがって、この底質移動に伴う海底地形変化は、入射波による平衡断面からの海底面の摂動と解釈される。

これまでに、長周期波としてその実態が観測されたものにエッジ波と反射定常波がある。ここでは、長周期波として、二次元的な波である反射定常波について検討する。一様勾配斜面上の反射定常波の波形、流速、ドリフト流速は、長波近似により次のようになる。

$$\zeta = C J_0(\xi) \cdot \cos \sigma B t \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$u_{B0} = C \cdot \frac{2\sigma B}{\beta} \cdot \frac{J_1(\xi)}{\xi} \cdot \sin \sigma B t \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$u_{B1} = \frac{6C^2 \sigma B^3}{g \xi^3 \cdot \beta^3} \cdot B(\xi) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\xi = \sqrt{x} \sqrt{4\sigma B^2 / g \beta} \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$B(\xi) = -J_1(\xi) \left\{ J_0(\xi) - \frac{2}{\xi} J_1(\xi) \right\} \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここに、 C は定数、 J_0 、 J_1 は 0 次、1 次の Bessel 関数であり、 x は汀線から沖向の水平距離である。

図-5 は、式 (15) の $B(\xi)$ を、波形 ($J_0(\xi)$) とともに示したものである。式 (10) の浮遊砂の移動方向は、 u_{B1} の正負、すなわち $B(\xi)$ の正負に依存するものであることを考慮に入れて、図-5 に移動方向を白ぬき矢印で示した。図より、浮遊砂は反射定常波の腹の位置に集まるように移動することが分る。

この結論は、反射定常波だけを考慮した従来の理論解

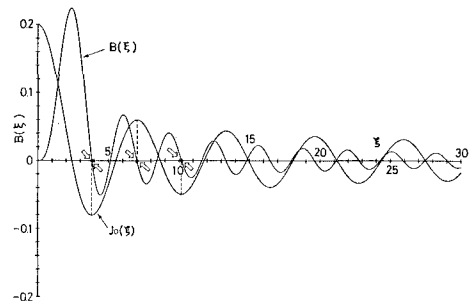


図-5 反射定常波のドリフト流速分布 ($B(\xi)$)

析^{2),10)}と結果的に同じである。しかしながら、従来の理論では、反射定常波の流速は底質を移動させることが出来るだけ十分な強さでなければならないのに対し、ここでは式 (10) に u_0 が含まれていることから、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運ばれると解釈されることが異なる。

4. 沿岸砂州上の長周期波の特性

図-6 は、羽咋海岸の深浅図であり、図-7 は隣接する 3 測線毎に海底断面を重ねて点線で描き、さらに、それらの平均断面を実線で示したものである。いずれの断面にも 2~3 段の砂州が存在している。

また、図-8 は、各測線上の砂州とトラフの汀線からの距離を、それぞれ黒丸と白丸でプロットしたものである。砂州、トラフの位置は、測線番号が大きくなるにつ

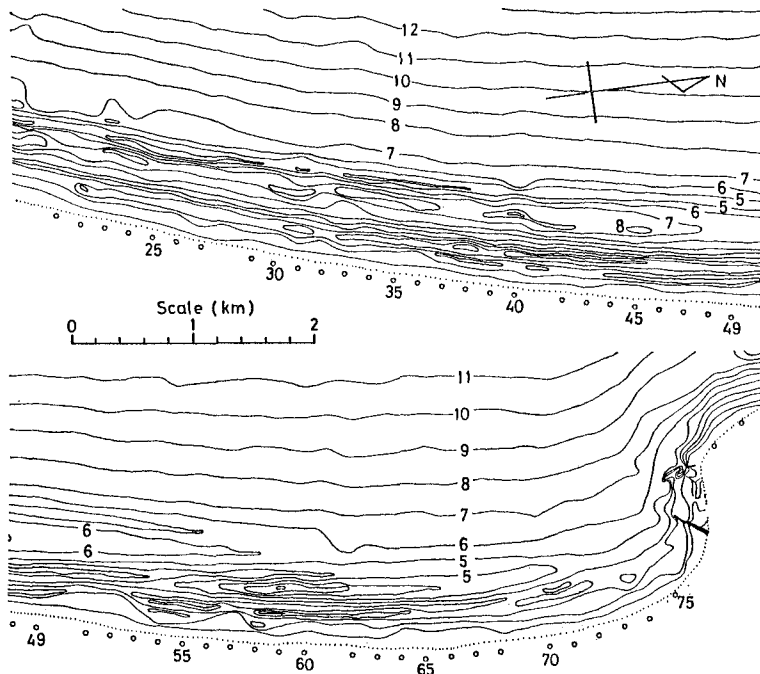


図-6 石川県羽咋海岸の深浅図、測線番号 (1983 年 3 月、石川県測量)

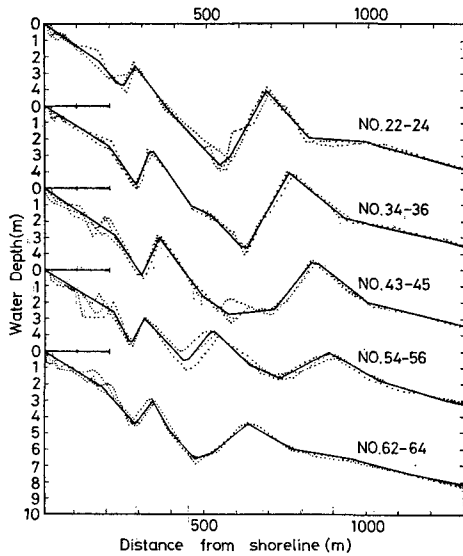


図-7 羽咋海岸の海底断面

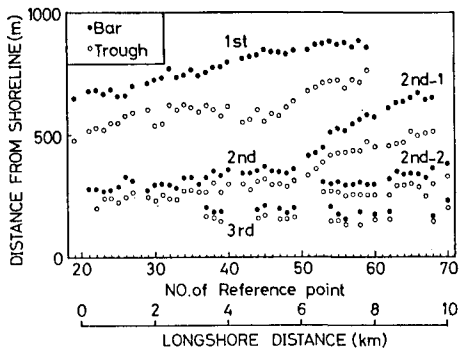


図-8 多段沿岸砂州, トラフの位置

れて沖側にシフトしていることが認められる。

図-9 は、図-7 に示す5グループの断面上の反射定常波の周波数と、その腹の位置(汀線からの距離)の関係を、数値計算で求めたものであり、5グループの断面が異なるにもかかわらず、得られた結果はほぼ同じである。このことは、反射定常波の分散関係が砂州地形の影響をあまり受けないことを意味している。

砂州の位置を示す図-8と、図-9を対比することによって各測線について砂州と腹の位置が一致する反射定常数の周波数を知ることが出来る。ここでは、一番沖側の第1砂州について、図-9の1stで示した曲線の平均値を用いて、それを求めた。図-10は、決定された周波数の反射定常波の波形と水平流速振幅を、No. 34-36の断面について示したものであり、第1, 2砂州ともに、反射定常波の腹の位置(流速0の位置)に存在していることが認められる。しかし、汀線に近い第3砂州の位置の対応はない。これは、第3砂州が十分測定されていないこと(航空写真には認められる)、比較的小さい波浪

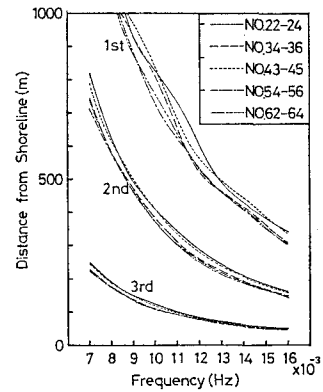


図-9 反射定常波の周波数と腹の位置の関係

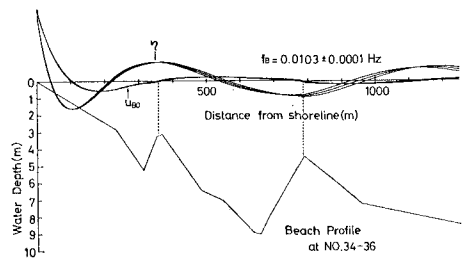


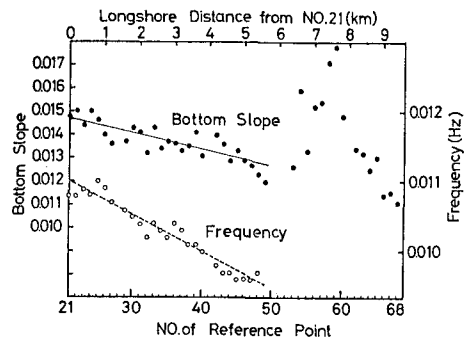
図-10 反射定常波の波形, 流速振幅 (No. 34-36)

の影響も受け易いこと、ここでは考慮していない砕波帯内に位置すること等のためと考えられる。他の測線の断面についても同じ結果になった。

図-11には、各測線の汀線から一番沖側のトラフ(図-7参照)までの平均海底勾配 β を黒丸で、No. 21~50の測線について、上述のようにして求めた周波数 f_B を白丸で示したものである。この図によると、No. 21~50の範囲において、 β , f_B はともに測線番号が大きくなるにつれ、減少する。この傾向を、No. 21を原点にとり、沿岸方向に y (km)をとって最小自乗法で直線近似すると、

$$\beta = -3.51 \times 10^{-4} \cdot y + 1.47 \times 10^{-2} \quad \text{.....(16)}$$

$$f_B = -2.66 \times 10^{-4} \cdot y + 1.10 \times 10^{-2} \text{ Hz} \quad \text{.....(17)}$$

図-11 各測線上の β と f_B

となる。式 (16), (17) より y を消去すると,

$$\beta = 1.32 \cdot (f_B + 1.4 \times 10^{-4}) \div 1.32 \cdot f_B \quad \dots\dots(18)$$

を得る。ここで, f_B は 図-11 より 0.01 Hz 程度であるので, 1.4×10^{-4} は f_B と比べて無視できるとした。なお, 0.01 Hz は, 図-2 に示す平均パワースペクトルの低周波数側のピーク周波数に一致している。

さて, Shuto¹¹⁾ は一様斜面の先に水平床がある場合の斜面における反射定常波の碎波限界波高 H_{BC} を, 次式のように求めた。

$$H_{BC} = \frac{g}{2\pi^2} \left(\frac{\beta}{f_B} \right)^2 \cdot [J_0^2(X) + J_1^2(X)]^{1/2} \quad \dots\dots(19)$$

$$X = 4\pi \left(\frac{f_B}{\beta} \right) \sqrt{h_H/g} \quad \dots\dots(20)$$

ここに, h_H は水平床の水深である。式 (19), (20) に式 (18) を代入すると, H_{BC} は h_H だけの関数になり, 図-12 のようになる。一番沖側のトラフの水深は, 8 ± 0.4 m 程度であるが, 図-12 によると, H_{BC} は $h_H = 8$ m 前後において, h_H のとり方の影響をあまり受けておらず, $H_{BC} = 0.23$ m 程度である。

一方, 現地における長周期波の発生ピーク波高 16 cm をもとに, 合田の式 (2) によって, 水深 8 m における波高を概算すると, それは 0.23~0.24 m になり, 式 (19) の H_{BC} と同じ値である。すなわち, 羽咋海岸の海底勾配 β , 反射定常波の周波数 f_B , 波高は, Shuto の碎波限界式を満足している。

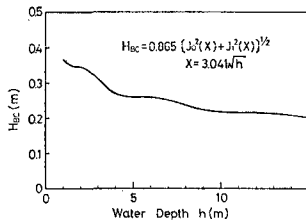


図-12 碎波限界波高 H_{BC} と水平床水深 h_H の関係

5. おわりに

本論文の主要な2つの結論を示すと次のとおりであ

る。

(1) 周期 10 s 程度の入射波によって形成される平衡海浜断面に対し, 多段砂州は入射波によって浮遊した砂が反射定常数の質量輸送によって反射定常波の腹の位置に運ばれて形成される。

(2) 羽咋海岸の反射定常波の周波数と波高, 海底勾配は, Shuto の長波の碎波限界式を満足するものである。すなわち, 海底勾配と長周期波の波高によって規定される碎波限界周波数の反射定常波が, 多段沿岸砂州の形成において重要であると考えられる。

なお, 本論文のさらに詳しい議論は文献 12) の中でおこなってある。

最後に, 羽咋海岸の海底地形データは, 石川県が測量したものを使用したことを記し謝意を表したい。

参 考 文 献

- 1) Bowen, A. J. et al.: Edge waves and Crescentic bars, J.G.R., Vol. 76, No. 36, 1971.
- 2) Bowen, A. J.: Simple models of nearshore sedimentation; Beach profile and longshore bars, Geol. Survey of Canada, pp. 1~11, 1980.
- 3) Holman, R. A. et al.: Bars, bumps, and holes: Models for the generation of complex beach topography, J.G.R., Vol. 87, No. C1, 1982.
- 4) Sonu, C. J.: Comments on paper by A. J. Bowen et al, J.G.R., Vol. 77, No. 33, 1972.
- 5) 水口 優: 海岸工学におけるエッジ波, 水工学に関する夏期研修会, B-4, 1979.
- 6) Holman, R. A.: Infragravity energy in the surf zone, J.G.R., Vol. 86, No. C7, 1981.
- 7) 合田良実: 浅海域における波浪の碎波変形, 港研報告, Vol. 14, No. 3, pp. 59~106, 1975.
- 8) 入江 功 他: 重複波による防波堤前面での二次元海底洗掘, 港研報告, Vol. 23, No. 1, pp. 3~52, 1984.
- 9) Bagnold, R. A.: Mechanics of marine sedimentation, in the Sea, Vol. 3, 1963.
- 10) Carter, T. G. et al.: Mass transport by waves and offshore sand bedforms, ASCE, WW2, 1973.
- 11) Shuto, N.: Standing waves in front of a sloping dike, Coastal Eng. in Japan, Vol. 15, 1972.
- 12) Katoh, K.: Multiple longshore bars formed by long period waves, 港研報告, Vol. 23, No. 2, 1984.