

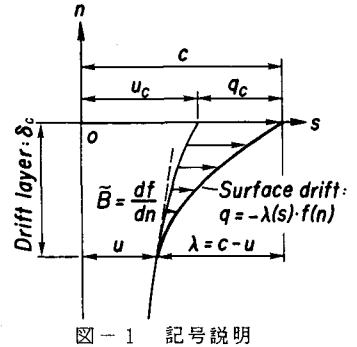
琉球大学工学部 正会員 筒井 茂 明
京都大学防災研究所 “ 土 屋 義 人

1. 緒言 風の作用により海面に発生する表層流に起因する進行波の砕波について, Banner & Phillips^{1), 2)}は, 海面に沿う境界層内での渦度方程式に基づき, 表層流の位相分布および砕波時の最大水面変位と波頂での水粒子速度との関係を与えた。しかし, そこでは渦度方程式中の粘性項が無視されているため表層流と風の応力との関係が不明であり, 実用に供し難い。一方, 筒井・土屋³⁾は境界層モデルを用いて表層流の層内分布を求め, 砕波時の風の応力, 波高および境界層厚と表層流との関係, ならびに表層流の位相分布特性を明らかにした。本報告は, その結果に基づき, 砕波波高, 波速, および表層流等の近似計算法を提案するものである。

2. 近似式 以下の諸物理量においては, 長さ, 時間, 速度, および力の次元をもつ諸量はそれぞれ h , $\sqrt{g/h}$, $\sqrt{gh}$ および ρgh (g ; 重力加速度, ρ ; 水の密度, h ; 水深) を基準とする無次元量である。

うねり上を風が吹き, 図-1 に示すように波速 c と波頂における水粒子速度 u_c との差 $c - u_c$ に相当する表層流 q_c が発生すれば, 波は砕波する。このときの波頂での風の接線応力 τ_c と境界層厚 δ_c は次式³⁾ で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \tau_c &= (\lambda^2 / Re) \sqrt{\tilde{B}^2 - 2Re\tilde{A}}, \quad \delta_c = 2 \{ \sqrt{\tilde{B}^2 - 2Re\tilde{A}} - \tilde{B} \}^{-1/2} \\ \tilde{A} &= \kappa_{sc} \sigma_p / \lambda^2, \quad (n = 0); \quad \tilde{B} = df/dn, \quad \lambda = c - u, \quad (n = -\delta) \end{aligned} \right\} \dots\dots (1)$$



ここに, $R = h\sqrt{gh}/\nu$, ν ; 水の動粘性係数, $Re = \lambda R$, κ_{sc} ; 波頂での海面の曲率, $\sigma_p = C_s(\rho_a/\rho)(W_a - c)^2$; 風の圧力, C_s ; 遮蔽係数, ρ_a ; 空気密度, W_a ; 風速である。上式から判るように, τ_c および δ_c は $Re^{-1/2}$ に比例し, 数値計算結果によると Re^{-1} に比例する項は無視できる。さらに, 境界層は薄く $|(\lambda - q_c)/c| \ll 1$ とすれば, 式(1)は

$$\left. \begin{aligned} \tau_c \sqrt{R_w \sigma_p} &= c^2 \sqrt{\kappa_{sc}} (cT/\pi) (q_c/c) \\ \delta_c \sqrt{\sigma_p R_w} &= \sqrt{(-1/\kappa_{sc})} (cT/\pi) (q_c/c) \end{aligned} \right\} \dots\dots (2)$$

で近似される。ここに, $\sigma_p = \sigma_p/c^2$, T ; 波の周期, R_w ; 波のレイノルズ数で, 次式が成立する。

$$R/R_w = 2\pi/(c^2 T) \dots\dots\dots (3)$$

式(2)の右辺は波の諸量と表層流との関数であるから, q_c/c が与えられると左辺の諸量は一義的に決定される。

3. 風の影響を考慮した砕波指標および表層流の決定方法

図-2, 3 は表層流が存在するときの定形進行波の砕波波速, 波高を示すもので, q_c/c をパラメーターとして与えられている。ただし, 用いた波動理論は, 波速の第一定義に基づくストークス波(S-3)⁴⁾ および通減摂動法による擬ストークス波(QS-4)⁵⁾ とクノイド波(NC-3)⁶⁾ の各理論である。ただし, $q_c/c=0$ のときは風が作用しない場合である。

式(2)で与えられる風の応力, 表層流および境界層厚はそれぞ

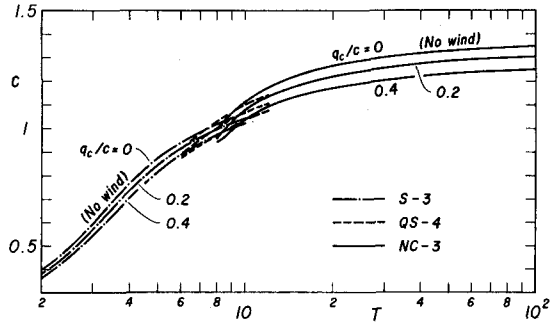


図-2 表層流による進行波の砕波波速

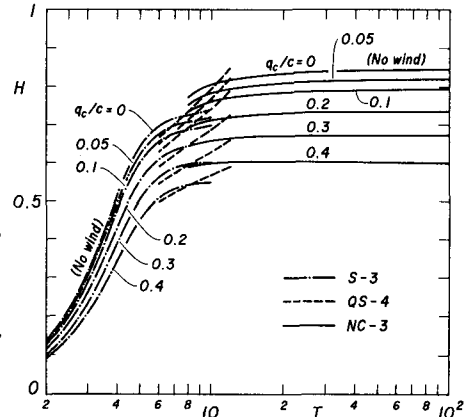


図-3 表層流による進行波の砕波指標

れ図-4, 5, 6
のように変化する。
ただし、図-5に
おいては、各理論
に対して

S-3; $T \leq 8$
QS-4; $8 \leq T \leq 10$
NC-3; $8 \leq T$
.....(4)

と仮定している。
特定の周期の波に
対して表層流が増
加すると、図-4、
5に示されている

ように $\tau_c \{R_w / \bar{\sigma}_p\}^{1/2}$ がほぼ一定になること、および波形はやがて非対称となるであろうことから、この境界層モデルの適用範囲は $q_c/c \leq 0.3 \sim 0.4$ であろう。

砕波時の諸量は図-2～6を用いて決定されるが、その際に必要な表層流 q_c/c の推算方法は図-7に示す通りである。外的条件として与えられるべきものは、水深すなわちレイノルズ数 R 、波の周期 T 、および風の応力 τ_c 、 σ_p である。まず、 q_c/c に対する初期値として風が作用しない場合の $q_c/c = 0$ とし、対応する波速を図-2から求める。次に、 R_w 、 $\bar{\sigma}_p$ 、 $\tau_c \{R_w / \bar{\sigma}_p\}^{1/2}$ を計算し、図-4あるいは図-5から q_c/c の第2近似値を求める。この q_c/c に対して図-2から波速の第2近似値を推算する。以下同様に、繰り返し計算を数回実行すれば、 q_c/c の収束値が得られ、砕波時の波高 H 、および境界層厚 δ_c はそれぞれ図-3、6から定められる。なお、 $q_c/c < 0.01$ の場合には実用的な観点から風が作用しない ($q_c/c = 0$) として十分である。

4. 結言 本報告においては、風の影響を考慮した砕波波高、波速を決定するための実用的な近似計算法を提案した。この近似により得られる諸量の相対誤差は、無次元周期 $T \leq 30$ において3%以下、 $T > 30$ においては5～10%の程度である。

参考文献

- 1) Banner, M.L. and O.M. Phillips: On the incipient breaking of small scale waves, Jour. Fluid Mech., Vol.65, 1974, pp.647-656.
- 2) Phillips, O.M. and M.L. Banner: Wave breaking in the presence of wind drift and swell, Jour. Fluid Mech., Vol.66, 1974, pp.625-640.
- 3) 筒井茂明・土屋義人：表層流に起因する砕波，第31回海岸工学講演会論文集，土木学会，1984，pp.15-19.
- 4) Skjelbreia, L.: Gravity waves, Stokes' third order approximation, Tables of functions, Council on Wave Research, The Engineering Foundation, ASCE, 1958, 337pp.
- 5) 土屋義人・安田孝志：通減せつ動法による擬 Stokes 波理論，第25回海岸工学講演会論文集，土木学会，1978，pp.6-9.
- 6) 土屋義人・安田孝志：新しいクノイド波理論，第21回海岸工学講演会論文集，土木学会，1974，pp.65-71.

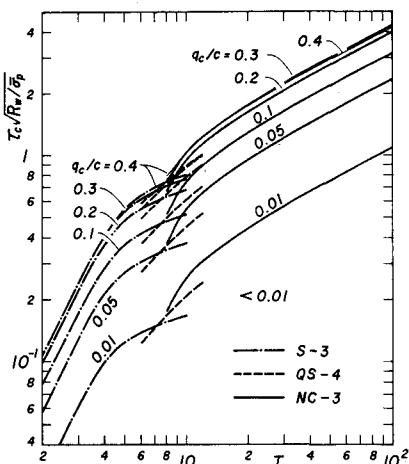


図-4 砕波波頂における風の応力

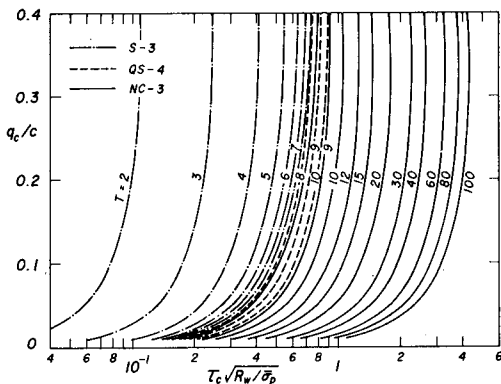


図-5 砕波波頂における表層流

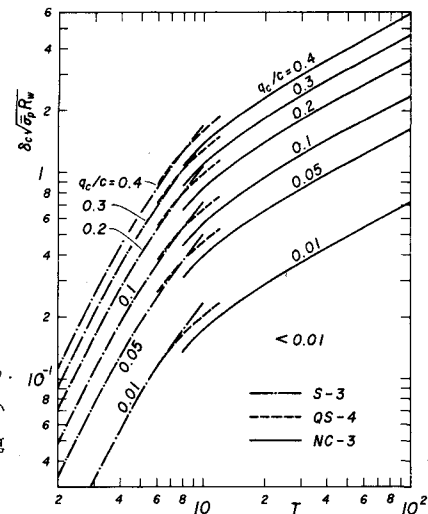


図-6 砕波波頂における境界層厚

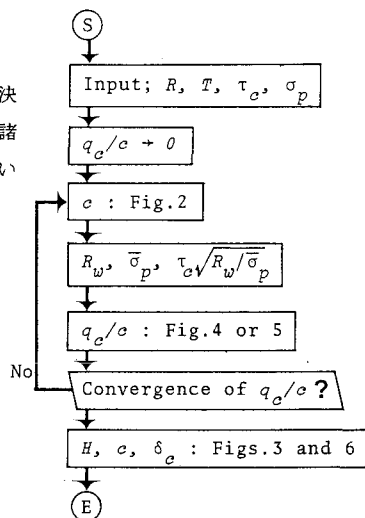


図-7 砕波波高、波速および境界層厚
推算のためのフローチャート