

波に関する台風特性、及び沿岸流の分布について

防衛大学校教授 理学博士 眞 嶋 恭 雄

目 次

- I. 概 説
- II. 台風の一般的性質
- III. 台風域内風向風速の変化
- IV. 沿岸流の分類
- V. 波の有する運動量による流れ
- VI. 砕波による沿岸流
- VII. 相次ぐ砕波による沿岸流の流速
- VIII. 結 び

I. 概 説

海岸構造物の設計施工にあつて常に考えなければならない事は海岸の安定である。海岸は常に潮差、潮流、波浪、沿岸流の作用を受けて変化を繰返し長年月の間には次第に変形を生じたり、海岸構造物の築造のため急激な浸食、又は堆積を見ることが多い。かかる問題を解明するためには下記各項に対して観測と理論より影響の程度を推定し有害な影響の大きいものを減少させるように考慮すべきである。

(1) 海流 (2) 潮流 (3) 潮差 (4) 波浪 (5) 波浪による流れ (6) 海岸特性 (7) 気象特に風。これらの項目の相互の関係及び時間に対する変化と統計的性質更に人工的作用、すなわち臨海構造物等による変化について研究を要するものである。本文に於ては波浪に特に関係の大きい熱帯性低気圧(台風)の波浪発達に関する性質及び波浪による流れのうち沿岸流の海岸に近い範囲における流速分布の基礎理論について述べることにする。

II. 台風の一般的性質

日本近海に於ける風の中、熱帯性低気圧が特に強烈な風を生じ、特に日本南部に激浪を発生し船舶、海岸、港湾に被害を生ずることが多い。台風は一般に日本の南部より北上し北部を通つてアリューシャン列島方面に次第に温帯性低気圧の性質を帯びながら進行する。台風による風を海岸一地点にて観測すると一般的に次の性質が認められる。

- (1) 台風中心の位置に応じて風向が変わる。中心が通過すると風向は逆転しその間無風の時があることがある。台風の中心が外れて通過すると風向が漸変する。
- (2) 風速は気圧傾度に応じて変化する。
- (3) 台風にとりなつて高潮を生ずることが多い。
- (4) 台風域内では風が強烈で激浪を生ずる。この波の方向は旋回状と放射状に進むものとが認められた。台風域外にうねりが伝わる。

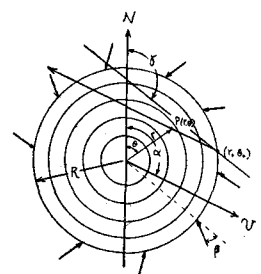
これらの状態は台風の要素、すなわち中心示度、台風域の進行速度、台風中心に対する位置、台風域の大きさに密接な関係がある。こゝで台風域は風速 5m/sec 以上で等圧線が閉曲線をなす範囲と考える。台風域は風波を生ずる所謂波の発生域でこの外にうねりが伝播する。海岸の一地点が台風域に入るか否かは台風進路のその地点附近を通過する確率、及びその台風の性質より推定する必要がある。日本は北の一部を除き、毎年台風域に必ず入ると考えられる。ここで台風域に入つた場合、観測地点と台風中心に関する風向、風速継続時間の関係を模型的に求め、台風時波浪の推定の基礎とする。

III. 台風域内風向風速の変化

(A) 台風域内風速が台風進行速度に関係なき場合

台風域内の風向は一般に逆旋回方向で風速は進行方向に対し左右同等でなく一つの気流に乗つて移動するものと考えられている。最初に進行速度による風速の変化を無視して考える。台風域を半径 R の円形と仮定し中心を原点として観測地点を極座標で示し $p(r, \theta)$ とす。 $\theta=0^\circ$ の方向を 'N' の方向にとる。中心が α の方向に v の速度で進行すると観測点 p が中心に対して $\alpha+\pi$ の方向に v の速度で進行したと同じ関係になる。時刻 $t=0$ に於て (r_0, θ_0) の位置にあつたとすると

図-1



$$\frac{dr \cos(\alpha - \theta)}{dt} = -v \dots \dots \dots (1) \quad \frac{dr \sin(\alpha - \theta)}{dt} = 0 \dots \dots \dots (2)$$

より

$$\tan(\alpha - \theta) = \frac{r_0 \sin(\alpha - \theta_0)}{-vt + r_0 \cos(\alpha - \theta_0)} \dots \dots \dots (3)$$

$$r = r_0 \frac{\sin(\alpha - \theta_0)}{\sin(\alpha - \theta)} \dots \dots \dots (4)$$

$$r = \sqrt{r_0^2 - 2vtr_0 \cos(\alpha - \alpha_0) + v^2 t^2} \dots \dots \dots (5)$$

となる。最初の位置 (r_0, θ_0) 進行速度 v 、進行方向 α を知れば任意の時の (r, θ) が求められる。観測地点より台風中心の方位は方向角で $\pi + \theta$ である。 $p(r, \theta)$ に於ける風向は気圧傾度の方向より右に β^0 (北半球にて) だけ偏する。と風の吹来方向は $(\theta + \beta)$ で吹去方向角は $(\pi + \theta + \beta)$ である。 β は普通 $30^\circ \sim 60^\circ$ である。こゝで β は v によつて影響を受けないと仮定する。(3) 式より

$$\theta + \beta = \alpha + \beta - \tan^{-1} \frac{r_0 \sin(\alpha - \theta_0)}{-vt + r_0 \cos(\alpha - \theta_0)} \dots \dots \dots (6)$$

海岸線の方向として海岸より沖に向つて左から右への方向の方向角を γ とすると風の吹去方向と海岸線の方向との間の角度 ε は図-2 のように

$$\varepsilon = \pi + \beta + \theta - \gamma \dots \dots \dots (7)$$

である。

ε が $0^\circ \sim 180^\circ$ の範囲では海風で $180^\circ \sim 360^\circ$ では陸風である。

風速が近似的に台風中心よりの距離の 2 乗に反比例するものと仮定すると風速 V m/sec は

$$V = \frac{K}{r^2} = \frac{K}{r_0^2 - 2vtr_0 \cos(\alpha - \theta_0) + v^2 t^2} \dots \dots \dots (8)$$

比例常数 K は台風中心示度と台風域の大きさ、すなわち気圧傾度、及び進行方向に対して危険半円側(右側)か否かにより更に緯度にも関係するものと考えられる。従つて K は観測値より推定する。以上によつて台風の進行方向、進行速度、台風域、中心位置、海岸線の方向が知れると観測海岸に於ける風向、風速の時刻に対する変化を略々推定できる。たゞし実際には台風の進行方向、速度は一樣でなく中心示度、台風域も変化するのでこれらに応じて修正を要する。長年の台風の観測より台風の状態を推定できれば台風による風の状態、従つて台風時の波浪の推定を行うことができる。図-3 は $\alpha = 45^\circ$, $\gamma = 45^\circ$, $\beta = 30^\circ$, $r_0 \approx 300$ km, $v = 40$ km/hr, $\theta_0 = 120^\circ$, 即ち台風が沖を海岸に平行に進行する場合の r, ε の変化を示したものである。

(B) 台風が一定方向の気流に乗つて進行する場合

この場合は気流の運動と静止した台風の逆旋回風の合成した風向風速を生ずる。すなわち台風の進行方向に向つて左側は風向相反し風速が減少し、右岸は相加わつて大きな風速となり危険半円となる。台風の空気の流線は台風が移動していなければ等角螺旋状になり、移動している時は等角螺旋に平行流を合成した形の流線となる。空気の流線の切線方向はその地点の風向であるが、風向の直線方向が必ずしも流線とは一致しない。すなわち Fetch を考える場合、流線の直線部分の距離を取るべきである。今(8)式の風速と気流の速度 v 、方向 α が合成された場合を考えると合成風速 V_p その風向を方向角 τ で表わすと

$$V_p = \sqrt{V^2 + v^2 - 2Vv \cos(\theta + \beta - \alpha)}$$

$$= \sqrt{V^2 + v^2 - 2Vv \cos(\beta - \tan^{-1} \frac{r_0 \sin(\alpha - \theta_0)}{r_0 \cos(\alpha - \theta_0) - vt})} \dots \dots \dots (9)$$

$$\tau = \theta + \beta + 2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{(S - V)(S - V_p)}{S(S - v)}} \dots \dots \dots (10)$$

但し $S = \frac{1}{2}(V + V_p + v)$ (十) は N に向つて右に移動する場合である。

海岸に対して風向は

$$\varepsilon = \pi + \tau - \gamma \dots \dots \dots (11)$$

これによつて風向、風速の時間に対する変化がわかり、ある風向に対してその風の継続時間が求められる。図-4 は $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 60^\circ$, $r_0 = 500$ km, $\theta_0 = 60^\circ$, $v = 40$ km/hr の時の $\gamma = 300^\circ$ なる海岸に於ける V_p 及び ε の時間に対する変化を示す。

図-2

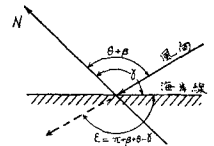
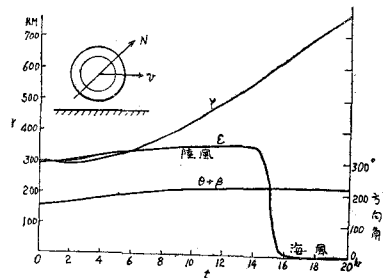


図-3



これより風向, 風速, 継続時間の関係がわかる。
又, 台風の流線の図より風が波にエネルギーを供給する距離すなわち Fetch が求められる。図-5は

$$\alpha=60^\circ, \beta=60^\circ, v=40\text{km/hr}, V=\frac{K}{\sqrt{2}},$$

$K=520\text{km}^3/\text{sec}$ の場合の台風の流線を示したものである。

この流線図の海岸線に対する位置より Fetch の時間に対する変化が明らかになる。台風の外周に近い所が観測地点を通過する時は風向の変化は緩慢であるが台風中心の通過では風向が急変し Fetch は

図-5

$$\beta=60^\circ, v=40\text{km/hr}, \alpha=60^\circ$$

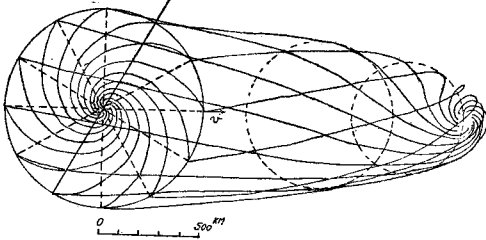
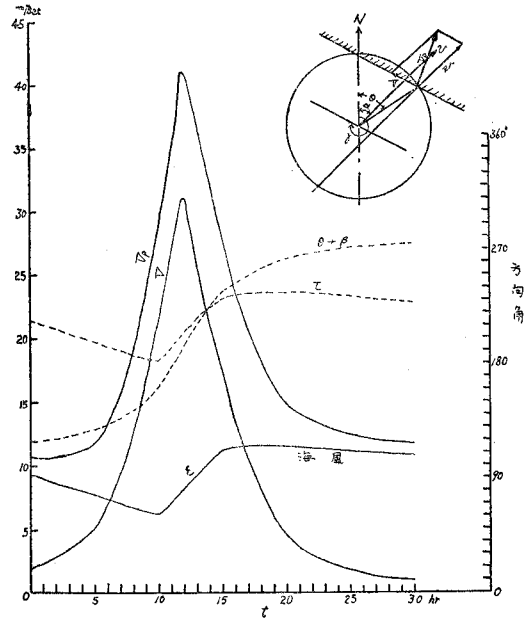


図-4



小さいが風速が甚しく大きく大波を生ずる。最初の風向の風によつて波がエネルギーの供給を受けて発達し次に異なる方向の風になると第二の方向のエネルギーの供給を受ける。第一の方向の波はエネルギーの供給はなく減衰過程にあるが, 方向の変化が緩やかであれば第一波も存在し第二の波が次第に顕著になる。しかし, 台風中心の附近の如く風向変化が急激である時は第一, 第二, ……の波が共に存在し不規則な合成波を生ずる。

以上の方法は円形の模型台風について考えたが形状が楕円形に類する台風, 又は不連続線をともなう温帯性低気圧の移動による風向, 風速の変化についても同様に考えることができる。波の発生域は温帯性低気圧では直径 2000~3000 km 位, 普通の熱帯性低気圧(台風)では 1000~2000 km に達する。これに対し日本海の面積 1500×700 km 太平洋で 10,000×10,000 km 程度の広さで日本海では Fetch は大体対岸距離を取り得ることが多いが太平洋では殆んど風域は海上の一部に限られる。従つて Fetch は風域の位置及びその性質によることになる。この点に関して台風と不連続線を有する温帯性低気圧は性質が非常に違う。こゝに台風の Fetch, 及び風向, 風速, 風の継続時間の変化の一般的状态を述べ波浪推定の正確を期したものである。

IV. 沿岸流の分類

海岸に近い海面の海水の流れはその原因によつて次のように分類される。

1. 海流 Ocean Current 2. 潮流 Tidal Current 3. 密度流 Density Current, 4. 波による流れ Wave Current, これらのうち海流, 潮流はほぼ一定の性質を持つていて年により多少の変化をすると考えられる。密度流は海水の温度, 塩分, 河水の流入等による現場密度の差によつて生ずる流れで主に気象の長期間の変化にともなう。以上三者は海岸に近い所では地形の複雑な海峡の如き所以外では余り大きな流速とならない。しかるに第4の波による流れは波のある所には常に存在し波の状態に応じて変る。従つて流れの速度方向が常に変化している。特に海岸に近い所では波の性質が急に変わるので流れの様相も一様ではないためにその一般性を求めるには波の原因となる風に関連して統計的に取扱うことが必要になる。又, 海岸に近い所では流れの速度が大きいことと, 波浪の激することによる乱れをともなっていること, 及び方向が海岸に直角或は平行に変化すること等のため海岸の安定に対する影響が極めて大きい。

外洋に於ては恒風による波にともなつて流れを生じ海流の一原因ともなる。以下海岸に近い所の波による流れを波の性質に応じて系統的に解析して海岸の性質, 地形による流れの状態を述べることにする。特に海岸に沿う流れ, すなわち沿岸流の分布について述べる。

V. 波の有する運動量による流れ

一定振幅の深海波についての Stokes の理論によると水深 h' の所の流速は

$$u = k^2 C a^2 e^{-2kh'} = \pi^2 \delta C e^{-\frac{2\pi}{\lambda} h'} \dots \dots \dots (12)$$

但し, $2a =$ 波高, $\lambda =$ 波長, $\delta = \frac{2a}{\lambda}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$,
 $C =$ 波の伝播速度

$$C^2 = \frac{g\lambda}{2\pi} (1 + \pi^2\delta^2 + \frac{5}{4}\pi^4\delta^4 + \dots) \quad \dots\dots\dots$$

$$\text{水面では} \quad u'_0 = \pi^2\delta^2 C = k^2 a^2 C \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\frac{u'}{u'_0} = e^{-\frac{4\pi h'}{\lambda}} \quad \dots\dots\dots (14)$$

すなわち水深の大きい所では流速は急速に減少し $\frac{\lambda}{2}$ 以上の水深では殆ど認め難くなる。
浅海に於ける一定振幅の波の運動量による流速は一波長間の平均流速 u' は

$$u' = \frac{1}{2} k^2 a^2 \frac{C \cosh 2k(h-h')}{\sinh^2 kh} = \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 C \frac{\cosh \frac{4\pi}{\lambda}(h-h')}{\sinh^2 \frac{2\pi h}{\lambda}} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{表面では} \quad u'_0 = \frac{1}{2} k^2 a^2 C (1 - \cosh^2 kh) \\ \text{海底では} \quad u'_b = \frac{1}{2} k^2 a^2 C (\cosh^2 kh - 1) \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (16)$$

水深 h に対する平均流速 u'_m は

$$u'_m = k^2 a^2 C \frac{\coth kh}{2kh} = \frac{\pi \left(\frac{2a}{\lambda} \right)^2}{4 \left(\frac{h}{\lambda} \right)} \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \coth \frac{2\pi h}{\lambda}} \quad \dots\dots\dots (17)$$

この流速による流量は

$$Q = hu'_m B \quad \dots\dots\dots (18)$$

h : 水深 B : 波頂線の長さ

この流量は波頂の所では水が波の進行方向に、波底では逆方向に運動し前進流速が後退流速より大きいため
に生ずるものである。波が海岸に近づくとき水深が浅くなるため波形勾配が変り遂に砕けると波として保持し
得なくなつた流量は流入量の少い部分に流れて沿岸流、又は離岸流を生ずる。各種の海岸についての波の運
動量による流速の分布を考えると次のようになる。

(1) 直線状の直立海岸、海底の等深線が海岸に平行で波向は海岸に直角の場合

波が海岸に近づくとき途中、砕けなければ直立海岸にて100%反射波を生じ重複波となつて前進運動量は消え
る。もし途中で砕けると砕波条件に応じて第二次波が形成され、これが直立海岸に衝突して第二次波の重複
波となる。砕波線で波より解放された流量は遂に沖に向う流れとなるものと想像される。

(2) 直線状の傾斜海岸、海底等深線は海岸に平行、波向は海岸に直角の場合。

波が海岸に近づくとき砕波となり波より解放された流量はそこに滞留しその水頭にて沖に流出する流量と平
衡する程度まで水位が上昇するものと考えられる。この時の回流は海底に沿つて流れ前進流と後退流の平衡
する所に砂堆を形成する傾向となる。砂堆が形成されると砕波線を固定する傾向になり砂堆の形成を助長す
る。流速に応じて安定する砂粒の限界径があるから同じ波の状態が長期間続く時は砂堆は益々浅くなるが砂
粒の大きさに限度があるため略一定の水深で止まる。流量は砂堆を一樣に越えて流出するが不連続であればこ
こに流量が集中して砂堆が切斷されることになる。

(3) 直線状の直立海岸、等深線は海岸に平行で波向が海岸に傾斜せる場合。

波が砕けないで海岸に達すると100%反射しその方向は Fermat の原理に従つて入射角と反射角が等しい。
進入波と海岸とのなす角を α として進入波と反射波についてその進行方向の分子速度を海岸に直角方向と平
行方向の成分に分けて考える。

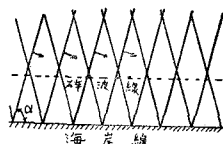
海岸に直角の成分は進入波と反射波によつて定常波となり進行性がなくなる
が平行成分は波高が進入波の2倍、波長は $\lambda' = \frac{\lambda}{\sin \alpha}$ 、週期は進入波と同じで
ある進行波の運動を維持すると思ふことができる。故に (15)(16)(17) 式に
おいて k の代りに $k \sin \alpha$ 、 λ の代りに $\frac{\lambda}{\sin \alpha}$ 、 a の代りに $2a \sin \alpha$ を用うると海岸
に平行な運動量による流速が求められる。海岸より $\left(\frac{1}{4} + \frac{n}{2} \right) \frac{\lambda}{\cos \alpha}$ の所が
Node になり $\frac{n \lambda}{2 \cos \alpha}$ の所が Loop になるので Loop の所では海岸に平行な流
速は

$$u'_p = 2k^2 a^2 C \frac{\cosh \{2k(h-h') \sin \alpha\} \sin^4 \alpha}{\sinh^2 (k h \sin \alpha)} \quad \dots\dots\dots (19)$$

但し

$$C = \sqrt{\frac{g}{k \sin \alpha} \tanh (k h \sin \alpha)}$$

図-6



表面では $u'_{p0} = 2k^2 a^2 C \{1 + \coth^2(kh \sin \alpha)\} \sin^4 \alpha$

海底では $u'_{pb} = 2k^2 a^2 C \{\coth^2(kh \sin \alpha) - 1\} \sin^4 \alpha$

水深 h に対する平均流速 u'_{pm} は

$$u'_{pm} = 4k^2 a^2 C \frac{\coth(kh \sin \alpha)}{2kh \sin \alpha} \sin^4 \alpha = 2k^2 a^2 C \frac{\coth(kh \sin \alpha)}{kh} \sin^3 \alpha$$

$$= \pi \left(\frac{2a}{\lambda} \right)^2 \sin^3 \alpha \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi \sin \alpha} \coth \left(\frac{2\pi h \sin \alpha}{\lambda} \right)} \quad \dots\dots\dots (20)$$

Node の所では水面は波形をしないから平行流速は存在しない。海岸より y の距離における平行流速は半波高 $a \sin \alpha$ 、波長 $\lambda' = \frac{\lambda}{\sin \alpha}$ の二つの進行波が $\frac{4\pi y}{\lambda'}$ の位相差で同じ方向に進行すると考えられる。但し $\lambda' = \frac{\lambda}{\cos \alpha}$ 即ち波形 ζ は

$$\zeta = a \sin \alpha \sin(kx - \sigma t) + a \sin \alpha \sin(kx - \sigma t + \frac{4\pi y}{\lambda'})$$

$$= a \sin \alpha [\{\sin(kx \sin \alpha) + \sin(kx \sin \alpha + 2ky \cos \alpha)\} \cos \sigma t$$

$$- \{\cos(kx \sin \alpha) + \cos(kx \sin \alpha + 2ky \cos \alpha)\} \sin \sigma t]$$

$$= a \sin \alpha \sqrt{2\{1 + \cos(2ky \cos \alpha)\}} \sin(kx \sin \alpha + ky \cos \alpha - \sigma t) \quad \dots\dots\dots (21)$$

この合成波による海岸に平行な流速は (15)~(17) 式に半波高 $a \sin \alpha \sqrt{2\{1 + \cos(2ky \cos \alpha)\}}$ 、波長については $k \sin \alpha$ を用うれば次のようになる。

一波長間の平均流速は

$$u'_p = a^2 k^2 \sin^4 \alpha \{1 + \cos(2ky \cos \alpha)\} \sqrt{\frac{g}{k \sin \alpha} \tanh(kh \sin \alpha)} \frac{\cosh\{2k(h-h') \sin \alpha\}}{\sinh^2(kh \sin \alpha)} \quad \dots\dots\dots (22)$$

表面では

$$u'_{p0} = a^2 k^2 \sin^4 \alpha \{1 + \cos(2ky \cos \alpha)\} \{1 + \coth^2(kh \sin \alpha)\} \sqrt{\frac{g}{k \sin \alpha} \tanh(kh \sin \alpha)} \quad \dots\dots\dots (23)$$

海底では

$$u'_{pb} = a^2 k^2 \sin^4 \alpha \{1 + \cos(2ky \cos \alpha)\} \{\coth^2(kh \sin \alpha) - 1\} \sqrt{\frac{g}{k \sin \alpha} \tanh(kh \sin \alpha)} \quad \dots\dots\dots (24)$$

水深 h に対する平均流速は

$$u'_{pm} = \frac{a^2 k^2}{kh} \sin^3 \alpha \{1 + \cos(2ky \cos \alpha)\} \sqrt{\frac{g}{k \sin \alpha} \coth(kh \sin \alpha)} \quad \dots\dots\dots (25)$$

但し

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

海岸より沖に向つて直角方向の変化は y によつて求められる。すなわち $y = \frac{\lambda}{2 \cos \alpha} \quad \dots\dots\dots (26)$ の波長で変化する。(22)~(25) 式中の $\{1 + \cos(2ky \cos \alpha)\}$ の項は

$$y = 0 \quad \frac{\lambda}{8 \cos \alpha} \quad \frac{\lambda}{4 \cos \alpha} \quad \frac{3}{8} \frac{\lambda}{\cos \alpha} \quad \frac{\lambda}{2 \cos \alpha}$$

$$1 + \cos(2ky \cos \alpha) = 2 \quad 1 \quad 0 \quad 1 \quad 2$$

の変化をする。 $y = \frac{n\lambda}{2 \cos \alpha}$ が Loop で平行流速最も大きく $y = \left(\frac{1}{4} + \frac{n}{2}\right) \frac{\lambda}{\cos \alpha}$ の Node で 0 になる。

$y=0$ より $y = \frac{\lambda}{4 \cos \alpha}$ までの間の海岸に平行な流量 Q は

$$Q = h \int_0^{\lambda/4 \cos \alpha} u'_{pm} dy = \frac{hk^2 a^2 \lambda \sin^3 \alpha}{4kh \cos \alpha} \sqrt{\frac{g}{k \sin \alpha} \coth(kh \sin \alpha)} \quad \dots\dots\dots (27)$$

故にこの幅の平均の流速 $\overline{u'_{pm}}$ は

$$\overline{u'_{pm}} = \frac{Q}{\lambda h} = \frac{k^2 a^2}{kh} \sin^3 \alpha \sqrt{\frac{g}{k \sin \alpha} \coth(kh \sin \alpha)}$$

$$= \frac{\pi}{2} \left(\frac{2a}{\lambda} \right)^2 \sin^3 \alpha \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi \sin \alpha} \coth \left(\frac{2\pi h \sin \alpha}{\lambda} \right)} \quad \dots\dots\dots (28)$$

(4) 直線状の直立海岸が屈曲せる場合。

図-7 の如く直線海岸が β^0 だけ屈曲している場合、

波頂線と I の海岸線のなす角を α とすると II の海岸線と波頂線のなす角は $\pi - (\beta - \alpha)$ となる。I, II の海岸に於ける流速を比較するため (28) 式に α の代りに $\pi - (\beta - \alpha)$ を用うると

$$\frac{u'_{\beta m I}}{u'_{\beta m II}} = \left\{ \frac{\sin \alpha}{\sin(\beta - \alpha)} \right\}^{5/2} \sqrt{\frac{\coth\left(\frac{2\pi h}{\lambda} \sin \alpha\right)}{\coth\left\{\frac{2\pi h}{\lambda} \sin(\beta - \alpha)\right\}}} \quad \dots\dots\dots (29)$$

$\alpha = \beta - \alpha$ 即ち $\beta = 2\alpha$ の時 $u'_{\beta m I} = u'_{\beta m II}$ で方向は反対である。 h/λ が充分大きければ $2\alpha > \beta$ の時 I の平行流速の方が II より大きい、しかし h/λ が小さい時は II の方が大きい場合も生ずる。この変化は図-8 の通りである。

I, II の海岸に平行な平均流速 (28) を夫々 u_1, u_2 とし海に向つて右に向う流れを (+) とし左に向う流れを (-) で表わすと

$\beta = 0$ の時 $u_1 = u_2$ 同じ方向の流れ

$\beta = \alpha$ の時 $u_1 > u_2$ $u_2 = 0$, $+u_1$ の流れは P 点附近にて流速が減少し II の海岸では $2\alpha > \pi/2$ ならば反射波により II に (+) の流れを生じその流速は II との角度により変る。 $2\alpha < \pi/2$ の時は反射波は II より離れ回折波が II に達するのみで流れは沖にでる。 $2\alpha = \pi/2$ の時は反射波は II に平行に進む。反射波は進行するにつれて減衰し流速が減ると流量は水平流に変つて拡がるものと推定される。

$\beta > \alpha$ の時 $+u_1, -u_2$ となつて P 点に集る流量は P 点より沖に流出するか流速小なる方向に押し出す。 $\alpha > \pi/2$ の時、波は I では陸風による波、II では沖風による波の状態になるため一様の波とはならず前記の式をそのまま適用できない。I では波の衝突、反射が生じず II においてのみ生ずるからである。

$\beta < \alpha$ 時の $+u_1, +u_2$ で $\alpha > \alpha - \beta$ であるから I の流速が II の平行流速より大きく P 点附近に滞留し沖又は II に沿い流出する。

$\beta < 0$ 時の $\alpha + \beta < \pi/2$ の場合 $+u_1 < +u_2$ となり P 点より II の海岸側で流速が大きくなるため沖よりの補給流が生ずる。 $\alpha + \beta = \pi/2$ の時は $+u_2$ が最も大きくなる。 $\alpha + \beta > \pi/2$ の時は進入波は II の海岸より離れ回折波のみが II に達する。

一般の海岸では水深が変化し等深線の形状も一樣でないから波の進行方向も屈折し波高波長も変化する。従つて屈折図を用いて波高波長を修正して進入波向より流速分布を求めなければならない。更に海岸に沿う流れは海岸に直角方向に変化しているからその変化を求め流れの流出補給の関係を推定する。

(5) 直立の曲線状海岸 水深一定の場合

波が砕けなくて直立海岸に衝突した場合 100% 反射する。図-9 に於て海岸上の一点 O に於ける切線を x 軸とし x 軸と波頂線とのなす角を α_0 とす。この点に於ける反射波は x 軸と $2\pi - \alpha_0$ の角で進行しこの点で海岸に平行な流れを生ずる。今、海岸上の任意の点 (x, y) における流れを考える。海岸の形を $y = f(x)$ とし (x, y) 点における切線が x 軸となす角を θ とすると

$$\tan \theta = \frac{dy}{dx} = f'(x)$$

(x, y) 点にて波頂線が海岸線となす角を α とすると

$$\alpha = \alpha_0 - \theta = \alpha_0 - \tan^{-1}\left(\frac{dy}{dx}\right) = \alpha_0 - \tan^{-1}f'(x) \quad \dots\dots\dots (30)$$

この α を (22)~(25) に用うれば流速の分布が求められる。

もし x の増加と共に流速が減ずる場合、すなわち海岸が上方に凹形の場合、波の流量は次第に減ずるため

図-7

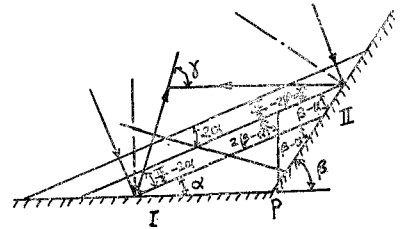


図-8

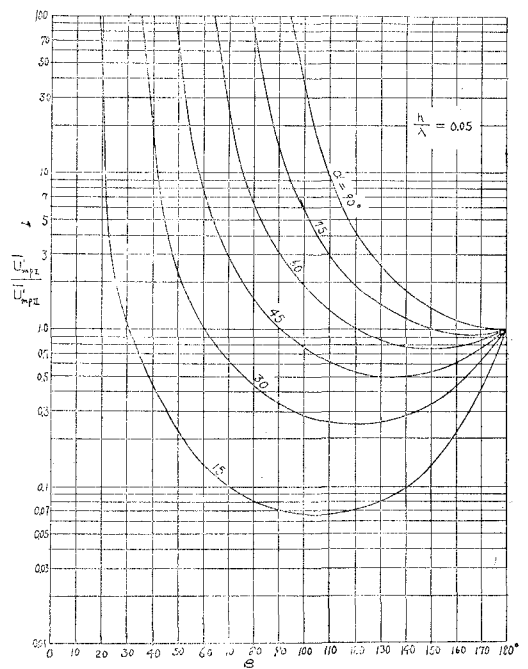
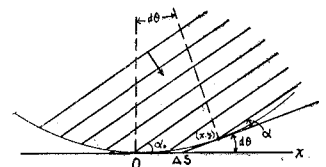


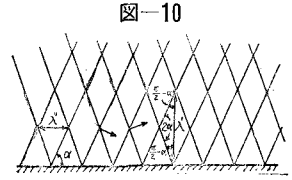
図-9



その差は海岸線に沿う沿岸流として発達することになる。例えば海岸が円弧 $y = r - \sqrt{r^2 - x^2}$ で表わされる時、 $\alpha = \alpha_0 - \tan^{-1} \frac{x}{\sqrt{r^2 - x^2}}$ 但し $r =$ 海岸の曲率半径となつて流速は次第に減じて流量の差は定常的に地形に応じて流れる。

(6) 直線状の傾斜海岸、等深線は海岸に平行で波向は海岸線に対し傾斜の場合

波は海岸に近づくとき砕け波による沿岸流を生ずる。ここでは波が砕ける以前の流れの状態を考える。波が砕ける時水分子は波動の軌道外に出て波形を維持しなくなる。砕波の程度に応じて週期は同じで波形勾配の小さい波が二次的に残りこれが海岸にて反射して反射波となると砕波線の内側と外側で流れの状態が異なるものとなる。今、進入波の一部が砕けて一部は更に進入して反射波となると考え反射波の波高が進入波の P 倍と仮定する。又、海岸のせまい範囲を考えて入射角と反射角が等しく直進すると仮定する。伝播速度は同一地点では水深が一定で等しいから波長は進入波も反射波も等しい。進入波の半波高を a とし



$$\left. \begin{array}{l} \text{進入波} \quad a \sin(kx - \sigma t) \quad \text{但し} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \\ \text{反射波} \quad P a \sin(kx - \sigma t) \quad \sigma = \frac{2\pi}{T} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (31)$$

波頂線と海岸線とのなす角を図-10の如く α とし海岸線の方向を x 軸、海岸線に直角に y 軸をとる。海岸に平行な成分の波形は

$$\zeta = a \sin \alpha \sin(kx - \sigma t) + P a \sin \alpha \sin \left\{ kx - \sigma t + \frac{4\pi \cos \alpha}{\lambda} y \right\} \dots\dots\dots (32)$$

但し $k = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha$

海岸に直角な成分の波形は

$$\begin{aligned} \zeta_N &= a \cos \alpha \sin(ky + \sigma t) + P a \cos \alpha \sin(ky - \sigma t) \\ &= -a(1-P) \cos \alpha \sin(ky - \sigma t) + 2a \cos \alpha \sin ky \cos \sigma t \\ &= a(1+P) \cos \alpha \sin ky \cos \sigma t + a(1-P) \cos \alpha \cos ky \sin \sigma t \dots\dots\dots (33) \end{aligned}$$

但し $k = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \alpha$

(32) 式を書き直すと

$$\begin{aligned} \zeta &= a \sin \alpha \sin(kx \sin \alpha - \sigma t) + P a \sin \alpha \sin(kx \sin \alpha - \sigma t + 2ky \cos \alpha) \\ &= (1+P) a \sin \alpha \cos(ky \cos \alpha) \sin(kx \sin \alpha + ky \cos \alpha - \sigma t) \\ &\quad - (1-P) a \sin \alpha \sin(ky \cos \alpha) \cos(kx \sin \alpha + ky \cos \alpha - \sigma t) \end{aligned}$$

但し $k = \frac{2\pi}{\lambda} \dots\dots\dots (34)$

これは二つの x 方向への進入波の合成せるものであるから各波による流れを合成して流速を求める。一波長間の平均の運動量による流速は (15)(16)(17) 式より

$$u'_{P0} = \frac{k^2 a^2}{2} \sin^4 \alpha \{1 + P^2 + 2P \cos(2ky \cos \alpha)\} C \frac{\cosh\{2k(h-h') \sin \alpha\}}{\sinh^2(kh \sin \alpha)} \dots\dots\dots (35)$$

表面 $h' = 0$ にては

$$u'_{P0} = \frac{k^2 a^2}{2} \sin^4 \alpha \{1 + P^2 + 2P \cos(2ky \cos \alpha)\} \{1 + \coth^2(kh \sin \alpha)\} C$$

海底 $h' = h$ では

$$\begin{aligned} u'_{Ph} &= \frac{k^2 a^2}{2} \sin^4 \alpha \{1 + P^2 + 2P \cos(2ky \cos \alpha)\} \{\coth^2(kh \sin \alpha) - 1\} C \\ \text{但し} \quad C &= \sqrt{\frac{g}{k \sin \alpha} \tanh(kh \sin \alpha)} \dots\dots\dots (36) \end{aligned}$$

水深 h に対する平均の流速は

$$u'_{Pm} = \frac{k^2 a^2}{2kh} \sin^3 \alpha \{1 + P^2 + 2P \cos(2ky \cos \alpha)\} \sqrt{\frac{g}{k \sin \alpha} \coth(kh \sin \alpha)} \dots\dots\dots (37)$$

y 方向の変化は $\{1 + P^2 + 2P \cos(2ky \cos \alpha)\}$ の項によつて変化する。 $P=1$, $y = \frac{\lambda}{4 \cos \alpha}$ の時 $u'_{mP} = 0$ で $y = \frac{\lambda}{2 \cos \alpha}$ の波長で変化する。すなわち

y	$= 0$	$\frac{\lambda}{8 \cos \alpha}$	$\frac{\lambda}{4 \cos \alpha}$	$\frac{3\lambda}{8 \cos \alpha}$	$\frac{\lambda}{2 \cos \alpha}$
$\{1 + P^2 + 2P \cos(2ky \cos \alpha)\} = (1+P)^2$	$1 + P^2$	$(1-P)^2$	$1 + P^2$	$(1+P)^2$	

y の方向について積分してその幅で割ると平均の流速として

$$\overline{u}_{Pm} = \frac{1+P^2}{2} \frac{k^2 a^2}{kh} (\sin \alpha)^{5/2} \sqrt{\frac{g}{k} \coth(kh \sin \alpha)} \dots \dots \dots (38)$$

以上より部分的反射波のある場合は全反射の場合の式に反射率 P を含む項を乗じて求めることができる。この時の流量 $Q = Bh \overline{u}_{Pm} \dots \dots \dots (39)$ は流速最大の位置 $y = \frac{n\lambda}{2 \cos \alpha}$ から最小の位置 $y = \left(\frac{1}{4} + \frac{n}{2}\right) \frac{\lambda}{\cos \alpha}$ の間で変化する。

海岸附近の波の状態を推定できるとその波にともなう沿岸流の分布が以上の如き考えより求められる。一般的に h/λ が小さい程、Wave Steepness が大きい程、又波頂線と海岸線のなす角 α が大きい程沿岸流速が大きい。反射率については Healy の実験がある。

VI. 砕波による沿岸流

波が風によってエネルギーを供給されて次第に波高が増加し波形勾配が急になる。又、次第に浅くなっている海岸に波が近づくと伝播速度の減少のため波長が減少して波形勾配が急になる。何れの場合もこれらの状態が進行すると遂には波形を維持できなくなつて砕けるに到る。波が砕けるとその持っていたエネルギーの一部を放出して小さいエネルギーを有する波高の小さい波に変わるか、或は殆んどのエネルギーを放出してしまう。砕波より放出されたエネルギーは一部は海水を流動させ所謂沿岸流を生ぜしめる。一部は海水の渦動性を増加させ遂には熱エネルギーに変化し、一部は海水を海浜に押し上げるため消費して離岸流を生ぜしめる。供給された放出エネルギーと沿岸流が海底との摩擦による機械的エネルギー損失との割合が等しい場合に平衡状態になる。

従つて砕波による沿岸流の発達する条件として、(1) 砕波の発生が一定区域に限られその方向が一定であること、(2) 沿岸流の区域がせまい程流れが強い、(3) 砕波の進行方向が海岸線に傾斜している時に強い。(4) 砕波の状態としてエネルギー放出の割合が大きい程又放出エネルギーが沿岸流発達に使われる割合が大きい程強くなる、(5) 砕波の継続時間が大きい程強い、等が考えられる。砕波による沿岸流速は Putnam, Munk, Traylor の式¹⁾、永井氏の式²⁾が求められている。

沿岸流は V に述べたように波の有する運動量による流れ、すなわち波形にともなう沿岸流と砕波にともなう沿岸流、すなわち波形の変化にともなう沿岸流に分けられる。以下波形の変化にともなう沿岸流について考える。

波が変化するとその波にともなう流れは一波長、水深 h についての平均では (17) 式で表わされる流速を有しその方向は波の伝播の方向である。今、単位幅を考えて一地点から次の地点に伝わる間に波が砕けないうで変化したとする。第一の地点を 1、第二の地点を 2 の符号をつけて表わすと流量

$$\left. \begin{aligned} q &= hu'_m = \frac{k a^2 C}{2} \coth kh \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} a^2 \sqrt{\frac{g}{\lambda} \coth \frac{2\pi h}{\lambda}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (40)$$

によつて

$$q_1 = hu'_m = \frac{k_1 a_1^2 C_1}{2} \coth k_1 h_1 \quad q_2 = \frac{k_2 a_2^2 C_2}{2} \coth k_2 h_2$$

で $q = q_1 - q_2$ が波にともなわぬ流量となりこの間で供給されることになる。水深の変化その他により波高、波長が変わるとこれに対して q の変化が求められる。

次に波の変形が砕波による場合について考える。波が海岸に向つて伝播して来た場合、週期は変化しないが波速は水深の減少にともなつて漸減する。最初的水深 h_1 の所で砕けて第二次波が発生した所的水深を h_2 とする。夫々の位置に於ける波長を λ_1, λ_2 とする。週期 $T = \lambda/C$ より

$$\frac{1}{\lambda_1} \sqrt{\frac{g \lambda_1}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h_1}{\lambda_1}} = \frac{1}{\lambda_2} \sqrt{\frac{g \lambda_2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h_2}{\lambda_2}}$$

故に

$$\lambda_2 = \lambda_1 \frac{\tanh \frac{2\pi h_2}{\lambda_2}}{\tanh \frac{2\pi h_1}{\lambda_1}} \dots \dots \dots (41)$$

これより h_2 を知ればそこに生ずる波長 λ_2 を計算により求められ従つて伝播速度 C_2 は

$$C_2 = \sqrt{\frac{g \lambda_2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h_2}{\lambda_2}}$$

が求められる。

今砕波の程度を表わすため波高の減少を以てし

$$\frac{a_2}{a_1} = S \dots \dots \dots (42)$$

とおくと砕波による波高の減少は $2a_1 - 2a_2 = 2a(1-S)$ で $S=0$ の時第二次波は全く出来ない場合で $S=1$

の時は全く波高が変わらない場合となる。砕波前に有する波の運動量は一波長について

$$M_1 = \pi \rho a_1^2 C_1 \coth k_1 h_1 \dots \dots \dots (43)$$

その移動する流量は $\frac{M_1}{T} = \frac{\pi \rho a_1^2 C_1}{T} \coth k_1 h_1$

$$\delta_1 = \frac{k_1 a_1^2}{2} \coth k_1 h_1 = \frac{\pi a_1^2}{\lambda_1} \coth k_1 h_1$$

$$\text{とおくと} \quad \frac{M_1}{T} = \frac{\rho C_1 \delta_1 \lambda_1}{T} = \rho \delta_1 C_1^2 \dots \dots \dots (44)$$

$$\text{同様に} \quad \delta_2 = \frac{k_2 a_2^2}{2} \coth k_2 h_2 = \frac{\pi a_2^2}{\lambda_2} \coth k_2 h_2$$

$$(41) \text{式より} \quad \lambda_1 \coth k_1 h_1 = \lambda_2 \coth k_2 h_2$$

$$\therefore \delta_2 = \pi S^2 a_1^2 \frac{\lambda_1 \coth k_1 h_1}{\lambda_2^2} = \delta_1 S^2 \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2}$$

第二次波の有する運動量は単位時間に

$$\frac{M_2}{T} = \frac{\rho C_2 \delta_2 \lambda_2}{T} = \rho \delta_2 C_2^2 = \rho S^2 \delta_1 \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2} C_2^2 \dots \dots \dots (45)$$

(41) 式より h_1, λ_1, h_2 を知れば λ_2 従つて C_2 が求められるから S を知れば M_2 が得られることになる。

砕波の時に波動の軌道外に出る水量は表面より $\frac{2a_1 - 2a_2}{2} = \frac{2a_1(1-S)}{2} = a_1(1-S)$ だけの波頂部の水量が砕け落ちると仮定する。この水量は

$$\zeta = \frac{ka^2}{2} \coth kh + a \cos k(x - Ct) + \frac{ka^2}{2} \coth kh \cos k(x - Ct) + \dots$$

$a_2 = a_1 S$ を用い $\rho V = 2\rho \int_0^{x_1} (\zeta - \delta - a_1 S) dx$ によつて計算する。波形は近似的に第二項まで用いる。

$$\zeta - \frac{ka^2}{2} \coth kh - a_1 S = a_1 \cos kx - a_1 S = 0$$

より x_1 を求めると $\cos kx_1 = S$

$$\therefore x_1 = \frac{1}{k} \cos^{-1} S = \frac{\lambda}{2\pi} \cos^{-1} S$$

$$\text{故に} \quad \rho V = 2\rho \int_0^{x_1} (a_1 \cos k_1 x - a_1 S) = \frac{2\rho a_1 S}{k_1} \left\{ \frac{\sqrt{1-S^2}}{S} - \cos^{-1} S \right\}$$

この砕けた水量がそのまま波の伝播の方向に v の流速を有する流れとなると考えるとその運動量は

$$\frac{2v\rho a_1 S \lambda_1}{2\pi} \left(\frac{\sqrt{1-S^2}}{S} - \cos^{-1} S \right) = \frac{\rho v a_1 \lambda_1}{\pi} (\sqrt{1-S^2} - S \cos^{-1} S)$$

波頂線と海岸線のなす角を α とすると海岸に平行な運動量は V を容積として

$$v\rho V = \frac{\rho v a_1 \lambda_1}{\pi} \sin \alpha (\sqrt{1-S^2} - S \cos^{-1} S) \dots \dots \dots (46)$$

従つて単位時間についての質量は $\frac{V}{T} \sin \alpha$ である。運動量 $M_1 - M_2$ が砕波のために砕波其他の運動量に減じたと考えられるから

$$(M_1 - M_2) \sin \alpha = (\rho \delta_1 C_1^2 - \rho \delta_1 S^2 \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2} C_2^2) \sin \alpha = \rho \delta_1 \sin \alpha (C_1^2 - S^2 \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2} C_2^2) \dots \dots \dots (47)$$

第二次波はその波の有する運動量によつて前章の如き沿岸流をともなつている。

(46) 式と (47) 式の運動量の差は沿岸流の海底に作用する摩擦力 W に等しいと考えると

$$W = K\rho v^2 l = K\rho v^2 \frac{h_b}{m} \dots \dots \dots (48)$$

但し 海底勾配 $m = h_b/l$

l : 砕波線まで海岸よりの距離

h_b : 砕波線の水深

(46) 式の砕波水量の有する運動量は最初は波の進行方向に移動するが海岸近くでは $\sin \alpha = 1$ とおくべきであろう。すなわち定常的な状態に対して単位時間についての砕波水量の有する運動量は

$$\rho v \frac{V}{T} = \frac{\rho v a_1 \lambda_1}{\pi T} (\sqrt{1-S^2} - S \cos^{-1} S) \dots \dots \dots (49)$$

海岸に平行な長さ dx に対し入り込む波の幅は $dx \cos \alpha$ であるから

$$\left\{ \rho \delta_1 \sin \alpha (C_1^2 - S^2 \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2} C_2^2) - \frac{\rho v a_1 \lambda_1}{\pi T} (\sqrt{1-S^2} - S \cos^{-1} S) \right\} \cos \alpha dx = K \rho v^2 \frac{h_b}{m} dx$$

故に

$$v^2 = \frac{m \cos \alpha}{K h_b} \left[\delta_1 C_1^2 \sin \alpha \left\{ 1 - S^2 \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^2 \left(\frac{C_2}{C_1} \right)^2 \right\} - \frac{a_1 C_1}{\pi} (\sqrt{1-S^2} - S \cos^{-1} S) v \right]$$

$$= \frac{mC_1 \cos \alpha}{Kh_b} \left[\delta_1 C_1 \sin \alpha \left\{ 1 - S^2 \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^2 \left(\frac{C_2}{C_1} \right)^2 \right\} - \frac{a_1}{\pi} \left\{ \sqrt{1 - S^2} - S \cos^{-1} S \right\} v \right] \dots \dots \dots (50)$$

(41) 式より

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{\tanh k_1 h_1}{\tanh k_2 h_2}$$

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{\sqrt{\frac{g}{k_2} \tanh k_2 h_2}}{\sqrt{\frac{g}{k_1} \tanh k_1 h_1}} = \sqrt{\frac{k_1 \tanh k_2 h_2}{k_2 \tanh k_1 h_1}} = \sqrt{\frac{\lambda_2 \tanh k_2 h_2}{\lambda_1 \tanh k_1 h_1}}$$

$$\left(\frac{C_2}{C_1} \right)^2 = \frac{\lambda_2 \tanh k_2 h_2}{\lambda_1 \tanh k_1 h_1} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^2$$

$$\therefore \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^2 \left(\frac{C_2}{C_1} \right)^2 = 1$$

$$\delta_1 C_1^2 = \frac{a_1^2}{2} \sqrt{k_1 g \coth k_1 h_1} \sqrt{\frac{g}{k_1} \tanh k_1 h_1} = \frac{a_1^2 g}{2}$$

故に (50) 式は

$$\begin{aligned} v^2 &= \frac{m \cos \alpha}{Kh_b} \left[\frac{a_1^2 g}{2} \sin \alpha \cdot (1 - S^2) - \frac{a_1 C_1}{\pi} (\sqrt{1 - S^2} - S \cos^{-1} S) v \right] \\ &= \frac{m a_1 \cos \alpha}{Kh_b} \left[\frac{g a_1 \sin \alpha}{2} (1 - S^2) - \frac{C_1}{\pi} (\sqrt{1 - S^2} - S \cos^{-1} S) v \right] \dots \dots \dots (51) \end{aligned}$$

波高 $H_1 = 2a_1$ とすると

$$v^2 = \frac{m H_1 \cos \alpha}{2 Kh_b} \left[\frac{g H_1 \sin \alpha}{4} (1 - S^2) - \frac{C_1}{\pi} (\sqrt{1 - S^2} - S \cos^{-1} S) v \right] \dots \dots \dots (52)$$

波高 H_1 の所で砕けたのであるからこの所の波速 C_b 波高 H_b とすると

$$v^2 = \frac{m H_b \cos \alpha C_b}{2 Kh_b \pi} \left[\frac{g \pi H_b}{4 C_b} \sin \alpha \cdot (1 - S^2) - (\sqrt{1 - S^2} - S \cos^{-1} S) v \right] \dots \dots \dots (53)$$

もし砕波条件として近似的に

$$\tanh kh = \frac{ka}{1 - k^2 a^2} \doteq ka$$

を用うると

$$\begin{aligned} C_b &= \sqrt{\frac{g}{k_b} \tanh k_b h_b} = \sqrt{g a_b} = \sqrt{\frac{g H_b}{2}} \\ \frac{H_b}{C_b} &= \frac{2 a_b}{C_b} = \frac{2 a_b}{\sqrt{g a_b}} = 2 \sqrt{\frac{a_b}{g}} = \sqrt{\frac{2 H_b}{g}} \end{aligned}$$

を用いて (53) 式は

$$v^2 = \frac{m g^{1/2} H_b^{3/2} \cos \alpha}{2 \sqrt{2} \pi Kh_b} \left[\frac{\pi \sqrt{g H_b} \sin \alpha}{2 \sqrt{2}} (1 - S^2) - (\sqrt{1 - S^2} - S \cos^{-1} S) v \right] \dots \dots \dots (53)$$

波が全く砕けて第二次波が生じない時は $S=0$ で (53) 式は次のようになる

$$\begin{aligned} v^2 &= \frac{m H_b C_b \cos \alpha}{2 \pi Kh_b} \left[\frac{\pi g H_b \sin \alpha}{4 C_b} - v \right] \\ &\doteq \frac{m \sqrt{g H_b^3} \cos \alpha}{2 \sqrt{2} \pi Kh_b} \left[\frac{\pi \sqrt{g H_b} \sin \alpha}{2 \sqrt{2}} - v \right] \dots \dots \dots (54) \end{aligned}$$

普通の場合は水深の減少にともなつて波形勾配が急になつて砕け更に第二次波が進行して砕け遂に汀線にて最後の砕波となる。すなわち砕波による沿岸流速は最初の砕波附近は小さいが海岸に近づくとき次第に増大する。

(53) 式を v について解くと

$$\begin{aligned} v &= \frac{m H_b C_b \cos \alpha}{4 \pi Kh_b} \left\{ \sqrt{(\sqrt{1 - S^2} - S \cos^{-1} S)^2 + \frac{2 \pi^2 g Kh_b}{m C_b^2} \tan \alpha \cdot (1 - S^2) - (\sqrt{1 - S^2} - S \cos^{-1} S)} \right\} \\ &= \frac{m H_b \lambda_b \cos \alpha}{4 \pi Kh_b T} \left\{ \sqrt{(\sqrt{1 - S^2} - S \cos^{-1} S)^2 + \frac{2 \pi^2 g Kh_b T^2 (1 - S^2)}{m \lambda_b^2} \tan \alpha - (\sqrt{1 - S^2} - S \cos^{-1} S)} \right\} \dots \dots \dots (55) \end{aligned}$$

若し $S=0$ ならば

$$\begin{aligned} v &= \frac{m H_b C_b \cos \alpha}{4 \pi Kh_b} \left\{ \sqrt{1 + \frac{2 \pi^2 g Kh_b}{m C_b^2} \tan \alpha} - 1 \right\} \\ &= \frac{m H_b \lambda_b \cos \alpha}{4 \pi Kh_b T} \left\{ \sqrt{1 + \frac{2 \pi^2 g Kh_b T^2}{m \lambda_b^2} \tan \alpha} - 1 \right\} \dots \dots \dots (56) \end{aligned}$$

(55) 式に於て

$$\cos \alpha \left\{ \sqrt{(\sqrt{1-S^2} - \text{Scos}^{-1}S)^2 + \frac{2\pi^2 g K h_b (1-S^2)}{m C_b^2} \tan \alpha} - (\sqrt{1-S^2} - \text{Scos}^{-1}S) \right\} = P \quad \dots (57)$$

とおけば

$$v = \frac{m H_b \lambda_b}{4\pi K h_b T} P = \frac{m H_b C_b}{4\pi K h_b} P \quad \dots (58)$$

$$\text{又} \quad \frac{2\pi^2 g K h_b T^2}{m \lambda_b^2} = K \quad \dots (59)$$

とおくと (55) 式は

$$\begin{aligned} v &= \frac{\pi g H_b T \cos \alpha}{2 K \lambda_b} \left\{ \sqrt{(\sqrt{1-S^2} - \text{Scos}^{-1}S)^2 + K(1-S^2) \tan \alpha} - (\sqrt{1-S^2} - \text{Scos}^{-1}S) \right\} \\ &= \frac{\pi g H_b T}{2 K \lambda_b} P \quad \dots (55') \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (56) \text{ 式は} \quad v &= \frac{m K_b C_b \cos \alpha}{4\pi K h_b} \left\{ \sqrt{1+K \tan \alpha} - 1 \right\} \\ &= \frac{\pi g H_b T \cos \alpha}{2 K \lambda_b} \left\{ \sqrt{1+K \tan \alpha} + 1 \right\} \quad \dots (56') \end{aligned}$$

更に

$$P_K = \frac{\pi g \cos \alpha}{2 K} \left\{ \sqrt{(\sqrt{1-S^2} - \text{Scos}^{-1}S)^2 + K(1-S^2) \tan \alpha} - (\sqrt{1-S^2} - \text{Scos}^{-1}S) \right\} \quad (60)$$

$$K = \frac{2\pi^2 g K h_b T^2}{m \lambda_b^2} = \frac{2\pi^2 g K h_b}{m C_b^2} \quad \dots (59)$$

とおくと

$$v = \frac{H_b T}{\lambda_b} P_K = \frac{H_b}{C_b} P_K \quad \dots (61)$$

$$S=0 \text{ の時は } P_K = \frac{\pi g \cos \alpha}{2 K} \left\{ \sqrt{1+K \tan \alpha} - 1 \right\} \quad \dots (62)$$

 P 及び P_K の変化は図-11, 図-12の通りである。

図-11

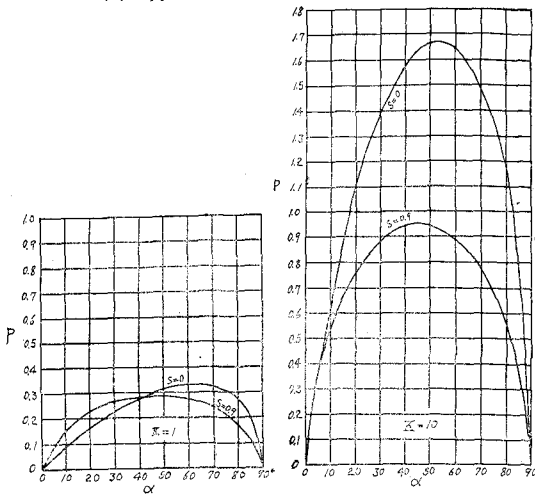
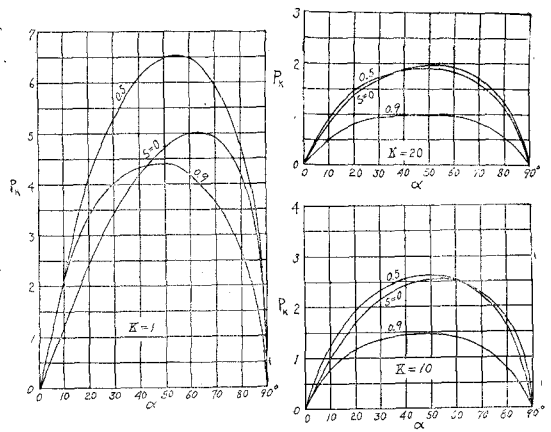


図-12

 K の式を書き直すと $C_b = \sqrt{\frac{g \lambda_b}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h_b}{\lambda_b}}$ であるから

$$K = \frac{2\pi^2 g K h_b}{m C_b^2} = \frac{2\pi^2 g K h_b 2\pi}{m g \lambda_b} \coth \frac{2\pi h_b}{\lambda_b} = \frac{4\pi^3 K h_b}{m \lambda_b} \coth \frac{2\pi h_b}{\lambda_b}$$

 $\frac{h_b}{\lambda_b}$ が小さい極浅海では $\tanh \frac{2\pi h_b}{\lambda_b} = \frac{2\pi h_b}{\lambda_b}$ である。

$$\begin{aligned} \text{故に} \quad K &= \frac{4\pi^3 K h_b}{m \lambda_b} \frac{\lambda_b}{2\pi h_b} = \frac{2\pi^2 K}{m} \\ \frac{h_b}{\lambda_b} \text{ が大きい時は } \tanh \frac{2\pi h_b}{\lambda_b} &\approx 1 \text{ で} \\ K &= \frac{4\pi^3 K h_b}{m \lambda_b} \end{aligned} \quad \dots (63)$$

(56') 式に於て $\frac{\partial v}{\partial \alpha} = 0$ によつて v の最大になるような α を求めると

$$\frac{1}{\tan \alpha} = \frac{K}{4} \left(\tan \alpha - \frac{1}{\tan \alpha} \right)^2$$

を満足する α である。すなわち

$$\tan^4 \alpha + 2 \tan^2 \alpha - \frac{4}{K} \tan \alpha + 1 = 0 \dots \dots \dots (64)$$

この式より α を求めると次の表の通りである。

K	0.1	1	5	10	20	40	80	100	∞
α	74°30'	62°49'	55°13'	52°42'	50°43'	49°11'	48° 1'	47°42'	45°
$\frac{\pi}{2} - \alpha$	15°30'	27°11'	34°47'	37°18'	39°17'	40°49'	41°59'	42°18'	45°

この変化は図-13の通りである。

この結果は Shay, 及び Johnson の実験³⁾において漂砂量が波の進行方向と汀線とのなす角が 30° の時に最大になっている結果の理由を説明するものと考えられる。この角度は $\pi/2 - \alpha$ に相当し図-13より $K=1 \sim 3$ に相当する。

(56) 式, すなわち $S=0$ の場合の式より K を求めると

$$K = \frac{mgH_b^2 \cos \alpha}{8h_b v^2} \left(\sin \alpha - \frac{4\lambda_b v}{\pi g H_b T} \right) \dots \dots (65)$$

観測値より K を, 従つて (59) 式より摩擦係数 K を求めることができる。

砕波線より岸までの間の沿岸流による流量 q は (55) 式により

$$\begin{aligned} q &= \frac{h_b}{2} v = \frac{h_b^2}{2m} v \\ &= \frac{H_b \lambda_b h_b \cos \alpha}{8\pi K T} \left\{ \sqrt{(\sqrt{1-S^2} - S \cos^{-1} S)^2 + \frac{2\pi^2 g K h_b T^2 (1-S^2)}{m \lambda_b^2} \tan \alpha} \right. \\ &\quad \left. - (\sqrt{1-S^2} - S \cos^{-1} S) \right\} \dots \dots \dots (66) \end{aligned}$$

$S=0$ の時は

$$q = \frac{H_b \lambda_b h_b \cos \alpha}{8\pi K T} \left\{ \sqrt{1 + \frac{2\pi^2 g K h_b T^2}{m \lambda_b^2} \tan \alpha} - 1 \right\} \dots \dots \dots (67)$$

以上の沿岸流の式には砕波の週期 T , 水深 h_b 波長 λ_b , 波高 a_b , 波の伝播方向 (波頂線と汀線のなす角) α , 海底摩擦係数 K , 海底勾配 m 及び砕波率 S を含む。こゝで K, m は海岸特有の値 T, α は風向, 風速, Fetch, Duration によつて求められ λ_b, H_b は T と h_b が与えられると決まる。

沖波は気象によつて定まり沖で充分発達した波が更にエネルギーの供給を受けて砕ける場合, 及び充分発達した波が海岸に近づき海底の影響を少しでも受けると直ちに砕ける場合は $1 > S > 0$ の場合で崩れ波に相当する。

沖波の発達が充分でなく海岸に近づいて大きく砕波となる場合は $S=0$ に相当して砕波は捲き波となる。崩れ波と捲き波の限界には Iversen, 速水氏の研究⁴⁾がある。沿岸流速の大きいのは海岸近くで生ずる砕波によるもので $S=0$ の場合である。ある地点の砕波の波高, 波速は週期と水深によつて求めることができる。又, 砕波時の波高 $2a_b$, 週期 T が知れている時はその砕波線の水深 h_b , 及び波長 λ_b も求めることができる。これらを用いて (55), 又は (56) 式より沿岸流速の推定を行うことができることになる。

VII. 相次ぐ砕波による沿岸流の流速

砕波により最初の砕波 $2a_1$ が第二次の波 $2a_2$ に変わり波高の減少が $2a_1(1-S)$ で表わされる時に生ずる沿岸流速は (55) 式で求められる。この流速の範囲は $l = \frac{h_b}{m_1}$ の沖までの海面である。

今一定の海底勾配の所で波頂線が海岸線に対して α の角度で伝播してくる場合を考える。海岸よりの距離を x としその点の水深を h とすると

$$\frac{h}{x} = \frac{h_b}{l} = m \quad \therefore h = \frac{x}{l} h_b = mx$$

$x=l$ の所で $2a_2=2Sa_1$ の波高で波長 λ_b 水深 h_b である時, 次に砕波になる地点を求める。

図-13

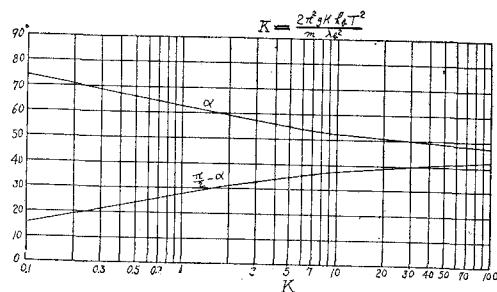
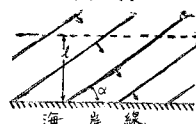


図-14



碎波の時水深と波高の関係⁵⁾は、

$$\begin{aligned}\frac{h_b}{2a} &= \frac{h+\delta_b}{2a} = \frac{1}{2} \frac{kh}{ka} + \frac{1}{4} k a \coth kh \\ &= \frac{1}{2} \frac{kh}{ka} + \frac{1}{4} \frac{(1+8 \tanh^2 kh - 3 \tanh^4 kh)^{1/2} - (1 + \tanh^2 kh)}{\tanh^2 kh (3 - 2 \tanh^2 kh)} \dots\dots\dots (68)\end{aligned}$$

又

$$\frac{2a_2}{2a_1} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{1/2} \quad \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{\tanh \frac{2\pi h_2}{\lambda_2}}{\tanh \frac{2\pi h_1}{\lambda_1}}$$

の関係がある。今、水深 $= \delta_2 + h_2 = mx$, $\delta_1 + h_1 = h_b + \delta_1 = ml$ とおくならば、

$$\begin{aligned}\frac{2a_2}{2a_1} &= \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{1/2} = \left\{ \frac{\tanh \frac{2\pi (ml - \delta_1)}{\lambda_1}}{\tanh \frac{2\pi (mx - \delta_2)}{\lambda_2}} \right\}^{1/2} \\ \therefore \frac{\lambda_2}{2a_1 \lambda_1} &= \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{3/2} = \left\{ \frac{\tanh \frac{2\pi (ml - \delta_1)}{\lambda_1}}{\tanh \frac{2\pi (mx - \delta_2)}{\lambda_2}} \right\}^{3/2} \\ \therefore \frac{2a_2}{\lambda_2} &= \frac{2a_1}{\lambda_1} \left\{ \frac{\tanh \frac{2\pi (ml - \delta_1)}{\lambda_1}}{\tanh \frac{2\pi (mx - \delta_2)}{\lambda_2}} \right\}^{3/2} \dots\dots\dots (69)\end{aligned}$$

$$C = \frac{\lambda}{T} = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{\lambda}} \quad \text{より}$$

$$\frac{2\pi \lambda_2}{g T^2} = \tanh \frac{2\pi h_2}{\lambda_2} = \tanh \frac{2\pi}{\lambda_2} (mx - \delta_2) \dots\dots\dots (70)$$

(70) 式を (69) 式に代入して

$$\begin{aligned}\frac{2a_2}{\lambda_2} &= \frac{2a_1}{\lambda_1} \left\{ \frac{\tanh \frac{2\pi (ml - \delta_1)}{\lambda_1}}{\frac{2\pi \lambda_2}{g T^2}} \right\}^{3/2} \\ &= \frac{2a_1}{\lambda_1} \left(\frac{g T^2}{2\pi \lambda_2} \right)^{3/2} \left\{ \tanh \frac{2\pi (ml - \delta_1)}{\lambda_1} \right\}^{3/2} \dots\dots\dots (71)\end{aligned}$$

但し

$$\delta_1 = \frac{k_1 a_1^2}{2} \coth k_1 h_1 = \frac{\pi a_1^2}{\lambda_1} \coth k_1 (ml - \delta_1)$$

故に

$$\tanh k_1 (ml - \delta_1) = \frac{\pi a_1^2}{\lambda_1 \delta_1}$$

従つて

$$\frac{2a_2}{\lambda_2} = \frac{2a_1}{\lambda_1} \left(\frac{\pi a_1^2}{\lambda_1 \delta_1} \right)^{3/2} \left(\frac{g T^2}{2\pi \lambda_2} \right)^{3/2} = \frac{\sqrt{g^3} a_1^4 T^3}{\sqrt{2\delta_1^3 \lambda_1^5 \lambda_2^3}} = 2 a_1 \frac{\lambda_1^{1/2}}{\lambda_2^{3/2}} \dots\dots\dots (72)$$

又、

$$\delta_2 = \frac{\pi a_2^2}{\lambda_2} \coth k_2 (mx - \delta_2) \dots\dots\dots (73)$$

より水深を知れば a_2 , λ_2 を与えると δ_2 が求められる。この式に (70) 式を用うると

$$\delta_2 = \frac{\pi a_2^2 g T^2}{\lambda_2 2\pi \lambda_2} = \frac{g a_2^2 T^2}{2\lambda_2^2} = \frac{g}{8} \left(\frac{2a_2}{\lambda_2} \right)^2 T^2 \dots\dots\dots (74)$$

これを (70) 式に入れると

$$\frac{2\pi \lambda_2}{g T^2} = \tanh \frac{2\pi}{\lambda_2} \left\{ mx - \frac{g}{8} \left(\frac{2a_2}{\lambda_2} \right)^2 T^2 \right\}$$

この式に (72) 式を用うると

$$\begin{aligned}\frac{2\pi \lambda_2}{g T^2} &= \tanh \frac{2\pi}{\lambda_2} \left\{ mx - \frac{g T^2 a_1^8 T^6 g^3}{8 2\lambda_1^5 \delta_1^3 \lambda_2^3} \right\} \\ &= \tanh \frac{2\pi}{\lambda_2} \left\{ mx - \frac{g^4 a_1^8 T^8}{16\lambda_1^5 \lambda_2^3 \delta_1^3} \right\}\end{aligned}$$

(74) 式より $\delta_1 = \frac{g}{8} \left(\frac{2a_1}{\lambda_1} \right)^2 T^2$ であるから上式は

$$\frac{2\pi\lambda_2}{gT^2} = \tanh \frac{2\pi}{\lambda_2} \left\{ mx - \frac{ga_1^2\lambda_1 T^2}{2\lambda_2^3} \right\} \dots\dots\dots (75)$$

この式中で $T, a_1, \lambda_1, m, g, x$ が既知であれば λ_2 が求められる。従つて (72) 式より $2a_2/\lambda_2$ が計算される。 $2a_2/\lambda_2$ が砕波条件 (68) 式を満足するまで伝播した時の x を求める。(68) 式の条件は

$$ka = \frac{(1+8\tanh^2 kh - 3\tanh^4 kh)^{1/2} - (1+\tanh^2 kh)}{\tanh kh(3-2\tanh^2 kh)} \dots\dots\dots (68')$$

なる時に砕波となることである。すなわち

$$\frac{2\pi a_2}{\lambda_2} = f(\tanh k_2 h) = f\left\{ \tanh \frac{2\pi}{\lambda_2} (mx - \delta_2) \right\}$$

の関係を満足する x の所で砕波を生ずる。(70), (75) 式より

$$\frac{2\pi\lambda_2}{gT^2} = \tanh \frac{2\pi}{\lambda_2} (mx - \delta_2) = \tanh \frac{2\pi}{\lambda_2} \left(mx - \frac{ga_1^2\lambda_1 T^2}{2\lambda_2^3} \right) = \tanh X \dots\dots\dots (76)$$

とおくと (68') 式より

$$\frac{2\pi a_2}{\lambda_2} = \frac{2\pi a_1 \lambda_1^{1/2}}{\lambda_2^{3/2}} = \frac{(1+8\tanh^2 X - 3\tanh^4 X)^{1/2} - (1+\tanh^2 X)}{\tanh X(3-2\tanh^2 X)} \dots\dots\dots (77)$$

(76) 式 $\frac{2\pi\lambda_2}{gT^2} = \tanh X$ と (77) 式より X を求めればよい。すなわち (76) 式より $\lambda_2 = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh X$ これを (77) 式に入れて

$$\frac{(2\pi)^{5/2} a_1 \lambda_1^{1/2}}{g^{3/2} T^3 (\tanh X)^{1/2}} = \frac{(1+8\tanh^2 X - 3\tanh^4 X)^{1/2} - (1+\tanh^2 X)}{(3-2\tanh^2 X)}$$

$$\begin{aligned} \text{すなわち} \quad \frac{(2\pi)^{5/2} a_1 \lambda_1^{1/2}}{g^{3/2} T^3} &= (\beta_1)^{3/2} \frac{2\pi a_1}{\lambda_1} = \pi \beta_1^{3/2} \left(\frac{2a_1}{\lambda_1} \right) \\ &= \frac{(\tanh X)^{1/2} \{ (1+8\tanh^2 X - 3\tanh^4 X)^{1/2} - (1+\tanh^2 X) \}}{3-2\tanh^2 X} \dots\dots\dots (78) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{但し} \quad X &= \frac{2\pi}{\lambda_2} \left\{ mx - \frac{ga_1^2 T^2 \lambda_1}{2\lambda_2^3} \right\} \\ \beta_1 &= \frac{2\pi \lambda_1}{gT^2} \quad \text{とおく。} \end{aligned} \dots\dots\dots (79)$$

又は (76) 式を (77) 式に入れて

$$\frac{2\pi a_1 \lambda_1^{1/2}}{\lambda_2^{3/2}} = \frac{\left\{ 1+8\left(\frac{2\pi\lambda_2}{gT^2}\right)^2 - 3\left(\frac{2\pi\lambda_2}{gT^2}\right)^4 \right\}^{1/2} - \left\{ 1+\left(\frac{2\pi\lambda_2}{gT^2}\right)^2 \right\}}{\frac{2\pi\lambda_2}{gT^2} \left\{ 3-2\left(\frac{2\pi\lambda_2}{gT^2}\right)^2 \right\}} \dots\dots\dots (80)$$

T, a_1, λ_1, m, g が知れている時 (75) 式は λ_2 と x 又は水深 mx の関係で (76), (77) 式は砕波の時の波長 λ_2 と x 又は水深との関係を表わす。すなわち (78) 式を満足するような X を求めて (76), (79) 式より砕波の時の λ_2 と x , 又は水深 mx が得られる。或は (80) 式を満足する λ_2 を求めて

$$\lambda_2 = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi}{\lambda_2} \left\{ mx - \frac{ga_1^2 \lambda_1 T^2}{2\lambda_2^3} \right\} \dots\dots\dots (81)$$

より x 又は水深 mx を求めればこれが砕波の位置である。

λ_2 を知れば $2a_2 = 2a_1 \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{1/2}$ より砕波高が得られる。

最初の砕波の波高 $H_b = 2a_{0b}$ として砕波後 $2S_0 a_{0b} = 2a_1$ となりこれが $l-x$ の距離伝播して第二の砕波となる。これが更に砕波後 $2S_1 a_{1b} = 2a_2$ となつて次に碎けるまで伝播して $2a_{2b}$ となる。この関係が図-15の如くで汀線近くで最終砕波を行うまで続くと考えられる。(80), (81)式により a_1, λ_1, T, m , より λ_2 及び x を求めるには

$$\frac{2\pi\lambda^2}{gT^2} = \beta_2 \dots\dots\dots (82)$$

とおいて (80), (81) 式を書き直すと

$$\pi \beta_1^{3/2} \left(\frac{2a_1}{\lambda_1} \right) = \frac{\beta_2^{1/2} \{ (1+8\beta_2^2 - 3\beta_2^4)^{1/2} - (1+\beta_2^2) \}}{3-2\beta_2^2} \dots\dots\dots (83)$$

$$\beta_2 = \tanh \left\{ 2\pi \frac{\beta_1}{\beta_2} \frac{mx}{\lambda_1} - \frac{\pi^2 (2a_1)^2 \beta_1^3}{2 \lambda_1^2 \beta_2^4} \right\} \dots\dots\dots (84)$$

(83) 式より $\beta_1, 2a_1/\lambda_1$ を知つて β_2 を求め、(82) 式より λ_2 を、(84) 式より mx の砕波水深を求める。これには図表計算によると便利である。

図-15

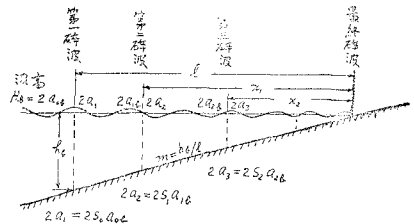


図-16は(83)式により β_1 , $2a_1/\lambda_1$ より β_2 を求め更に λ_2 を求めるもの、図-17は(84)式の近似式

$$\beta_2 = \tanh\left(2\pi \frac{\beta_1 m x}{\beta_2^2 \lambda_1}\right)$$

を表わし β_1 , β_2 より $m x = D_2$ を求めるものである。図-18は(84)式の計算図表である。

砕波は一般的に沖波より砕ける時は波頂が相次いで多少砕け浅瀬のように急に水深の浅くなっている所では大きく砕けその後は平らな波となつて岸に近づき次第に波形勾配が大きくなって再び砕ける。この一般的性質より砕波率は一波長間の波高の増加率に関係すると仮定することができる。

I = 砕波線前に於ける波高増加率

$$= \frac{a_2}{a_1} \dots \dots \dots (85)$$

とおけば砕波率 $S = \frac{a_{2b}}{a_1} \propto I \dots \dots \dots (86)$

(81) 式に於て $x = x_1$ の時の波長を λ_{1x}

$x = x_1 - \lambda_{1x}$ の時の波長を λ_{2x}

として

$$\frac{2\pi \lambda_{1x}}{g T^2} = \tanh_{\lambda_{1x}} \left(m x_1 - \frac{g a_1^2 T^2 \lambda_1}{2 \lambda_{1x}^3} \right) \dots \dots \dots (87)$$

$$\frac{2\pi \lambda_{2x}}{g T^2} = \tanh_{\lambda_{2x}} \left\{ m (x_1 - \lambda_{1x}) - \frac{g a_1^2 T^2 \lambda_1}{2 \lambda_{2x}^3} \right\} \dots \dots \dots (88)$$

但し a_1 , T , λ_1 は砕波前の既知の位置の半波高, 週期, 波長でこゝでは砕波直後の値を用うことにする。

(87) 式より x_1 に於ける波長 λ_{1x} を求めこれと(88)

式より λ_{2x} を求めると

$$I = \frac{a_2}{a_1} = \left(\frac{\lambda_{1x}}{\lambda_{2x}} \right)^{1/2} \dots \dots \dots (89)$$

によつて一波長間の波高増加率が得られる。 I が小さい場合は波頂の砕ける作用は表面下の水分子の軌道運動を余り乱さないので砕波後も波形勾配は限界勾配を保つことになり次の波頂にて同じ増加率だけ砕ける。この様にして全波頂が一様に小さく砕けて白波となると考えられる。このような場合は

$$1 - S = I - 1$$

$$\text{故に} \quad S = 2 - I = 2 - \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{1/2} \dots \dots \dots (90)$$

この関係は図-19の如くである。

図-16

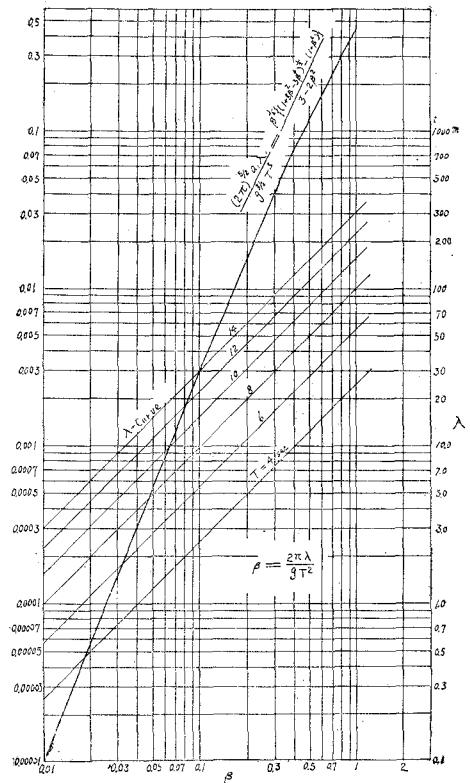


図-17

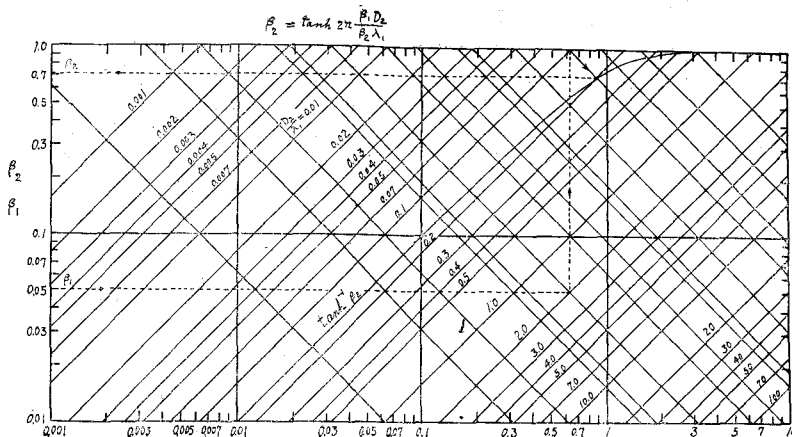


図-18・2

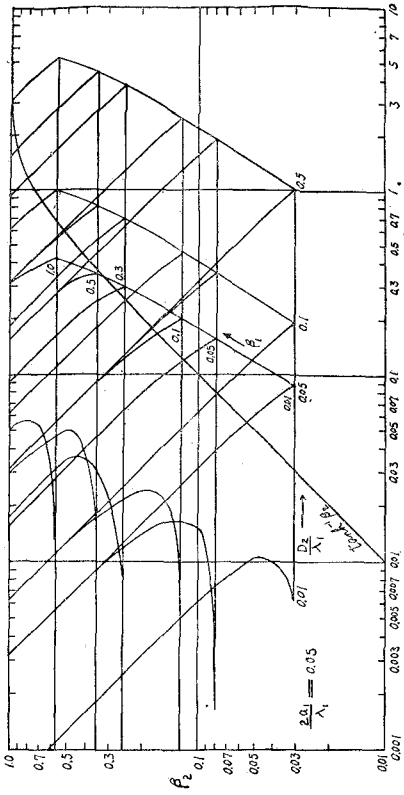


図-18・1

$$P_2 = \tan \alpha \left\{ 2\pi \frac{D_2}{\lambda_1} - \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{2a_1}{\lambda_1} \right)^2 \frac{P_1^2}{P_2^2} \right\}$$

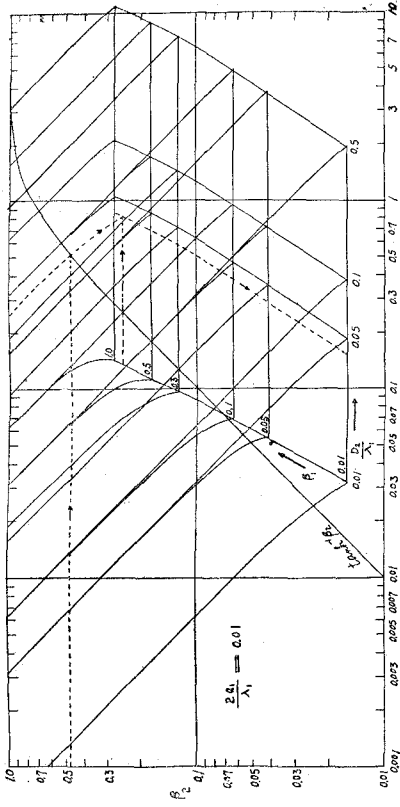


図-18・4

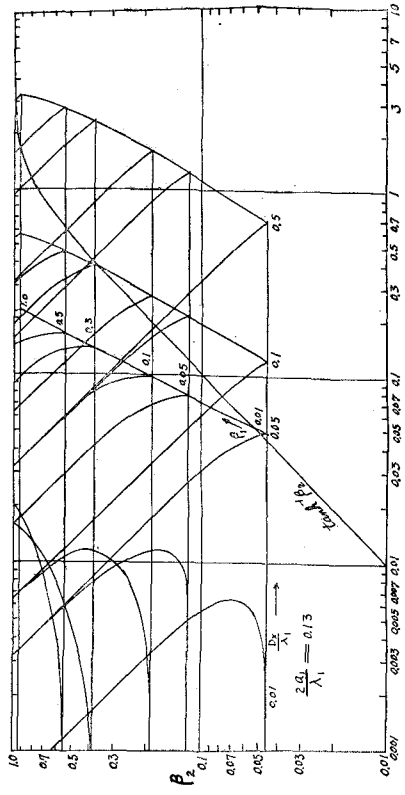
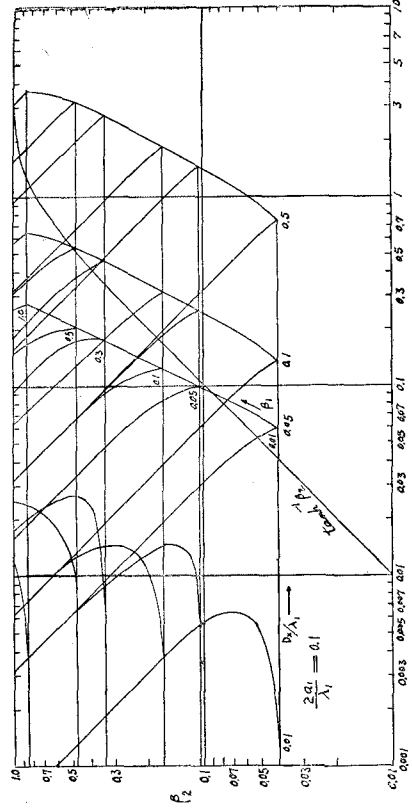


図-18・3



(87) 式より明らかなように同じ沖波でも λ_{1x} , λ_{2x} は x 及び海底勾配に関係するから S は一定ではない。(87), (88), (89) 式を用い (83), (84) 式の図表より相次ぐ一波長間の波高より碎波率を求め、海底勾配及び沖波の波形勾配に対して plot すると図-20 ようになった。

これによると Iversen, 速水氏の実験⁴⁾によつて示された碎波の崩れ波と捲き波の限界は碎波率

$S=0$ 附近を表わしている。又崩れ波領域ではこの限界線をはなれる程 S は 1 に近づき碎波の状態は碎波率で表わすことができることを示している。

もし I が大きい時は碎波の Energy によつて表面下の水分子の軌道を乱し波高を減少させると考えられる。 I が 1 に近い程 S は 1 に近く、1 より大きい程 S は 0 に近づく筈であるからこの場合は

$$S=(2-I)^n \dots\dots\dots (91)$$

但し n は実験により決定する常数によつて略表わされるものであろう。

沖より海岸に向つて伝わる波が相次いで砕ける場合の沿岸流速は海岸より x の距離の位置の流速を v_x とすると (55) 式を用いて次式で表わされる。

$$v_x = \sum_{i=0}^n v_i = \sum_{i=0}^n \frac{mH_{bi} \lambda_{bi} \cos \alpha_i}{4\pi Kh_{bi} T} \left\{ \sqrt{(\sqrt{1-S_i^2} - S_i \cos^{-1} S_i)^2 + \frac{2\pi^2 g K h_{bi} T^2 (1-S_i^2) \tan \alpha_i}{m \lambda_{bi}^2}} \right. \\ \left. - \left((\sqrt{1-S_i^2} - S_i \cos^{-1} S_i) \right) \right\} \dots\dots\dots (92)$$

これによつて海岸附近の沿岸流速の分布が明かになる。

VIII. 結 び

海岸に近い海面に於ける流れには以上の如く多くの種類の流れが重なり合つてその合成方向に流動しているものであるから実際海上にて流速の観測を行う時は夫々の目的に応じた観測法を採用する必要がある。平常の静穏な海上での観測は容易が定常的な海流又は週期的な潮流の測定には便利であるが風波による流れの観測とはならない。又、沿岸における荒天時の観測は極めて困難で最終碎波線附近の流速を陸上より投下せる小型フロートにて陸上より観測して測定できる⁶⁾が荒天時波高、波長の観測は困難で気象観測よりの推定による必要がある。このため台風時の風の風速、風向、Fetch, Duration の推算法の基礎、及び沿岸分布について述べたものである。

本研究は文部省科学研究費、及び北海道開発局土木試験所、室蘭開発建設部の援助によつたものでここに厚く感謝の意を表する次第である。

(8月21日, 1956)

参 考 文 献

- 1) J.A. Putnum, W.H. Munk, and M.A. Traylor: The Prediction of Longshore Current. Trans. Geophy. Union, vol.30, no. 3, June 1949.
- 2) 永井莊七郎: 海岸防砂堤に関する研究。土木学会海岸工学講演集11月, 1955.
- 3) J.W. Johnson: Sand Transport by Littoral Currents. Proc. of 5th Hydraulics Conference, Bulletin 34, State University of Iowa Studies in Engineering, 1953.
- 4) 速水頌一郎: 碎波の機構 (Ⅱ), 土木学会, 海岸工学講演会講演集11月1955.
- 5) 佐藤清一: 漂砂に関する研究 (4)
- 6) 真嶋恭雄・苫小牧海岸の安定について, 昭和29年度及び昭和30年度苫小牧港調査報告 (印刷中)。

図-19

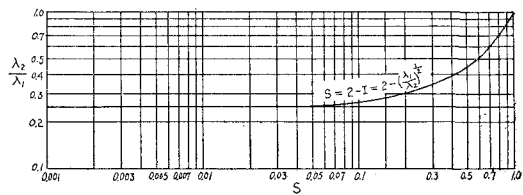


図-20

