

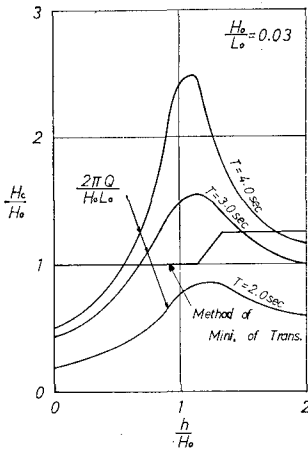
海岸堤防の越波機構について

井 上 雅 夫*

1. 緒 言

1955 年、石原・岩垣¹⁾が海岸堤防の規模決定の基準としては、越波量を許容量以下にするのに必要な高さとするべきことを主張して以来、徐々にこうした考え方にしたがって海岸堤防の設計が行なわれるようになり、また越波に関する研究も数多く行なわれ、かなりの成果が得られてきた。運輸省ではこうした研究成果に基づいて、1962 年、はじめて許容越波量に基づく堤防天端高の決定方法を提案し²⁾、また、最近これに若干の修正を加えている³⁾。

図—1 は、1962 年に運輸省が提案した天端高を従来の実験結果と比較したものである。この図は縦軸に相対堤高 H_0/H_0 、横軸に水深・波高比 h/H_0 をとり、許容越波量 $Q_a = 0.005 \text{ m}^3/\text{m} \cdot \text{sec}$ としたときの無次元越波量を石原・岩垣⁴⁾の実験結果から推定した曲線と運輸省の方法にしたがって求めた天端高を太い実線で示した。これによると、運輸省の方法による天端高は条件を非常に単純化したため、堤防設置位置が碎波点よりもやや浅い場合では水深の減少に伴って天端高を低くしているが、越波実験による曲線は必ずしもこのような傾向ではなく、碎波点よりも浅い箇所はもちろん、それよりも深いところでも水深の影響が顕著に現われている。すなわち、運輸省の方法による天端高と越波実験に基づく同一越波量を与える天端高とは、越波量に及ぼす水深の影響の評価がかなり異なっており、条件を単純化したものとはいえ、波高あるいは水深だけによって天端高を算定しようとするこの方法では危険側になる場合もある。また、図—1 からわかるように、無次元許容越波量の値は周期によっ



図—1 運輸省の方法に対する検討

て異なり、周期が 2.0 sec の場合については、すべての設置位置に対して越波量を許容量以下にすることができ、周期が長くなると越波量が許容量を越えてしまうような設置位置が現われてくる。

このように、この方法は天端高の算定基準として越波量を許容量以下にするのに必要な高さを採用したことは画期的であったが、この方法を用いて実際の複雑な自然条件や構造をもつ海岸堤防を計画することは、はなはだ困難であり、またときには危険側の設計となる場合も起きると考えられる。以上のことから、海岸堤防の天端高を合理的に決定するためには、さらに越波に関する資料を充実し、同時にその機構を解明すべきである。この越波機構については、椎貝・河野⁵⁾、永井・高田⁶⁾および首藤⁷⁾の研究などがあり、それぞれ限られた条件のもとでの越波量の算定方法が提案されている。

この論文では、傾斜堤については、非線型浅水理論を特性曲線法で解いた波のうちあげ理論に基づいて、その越波機構を考察し、鉛直堤については、周期波が碎波しないで越波する場合の機構を簡単なモデルを仮定して考察し、それぞれ実験的検討を加え、越波機構を解明するための一つの試みを提案するつもりである。

2. 波のうちあげ理論に基づく傾斜堤の越波機構

(1) 傾斜堤への波のうちあげ機構⁸⁾

傾斜堤の越波機構を明らかにするためには、浅水域での波の変形、特に越波の前駆現象ともいべき波のうちあげ機構を明らかにする必要がある。

特性曲線法による孤立波の進行に対する計算は、水平部から汀線まではあまり問題なく計算できる。図—2 はこの計算で対象とした領域と汀線より沖側の特性曲線網を模式的に示したものである。初期条件は波高 H と一様部水深 h_* で決まる孤立波形を斜面ののり尻 ($x = x_0$) で時間 t の関数として与えた。図—3 は、波が勾配 1/10 の斜面上を進み、汀線に達するまでの変形過程を 0.3 sec ごとに計算したもので、浅い水域を進むにつれて、しだいに前傾し波高もわずかに増大するが、特に汀線近くでの変化が急激である。図—4 は、斜面上の水深が 16 cm の位置における水位の時間的変化を示したものである。

* 正会員 工博 関西大学助教授 工学部土木工学科

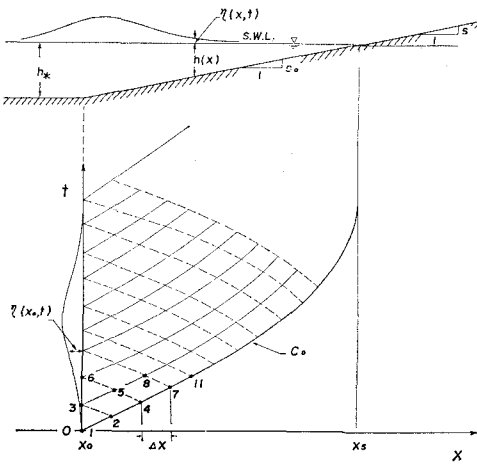


図-2 対象領域と特性曲線網のモデル

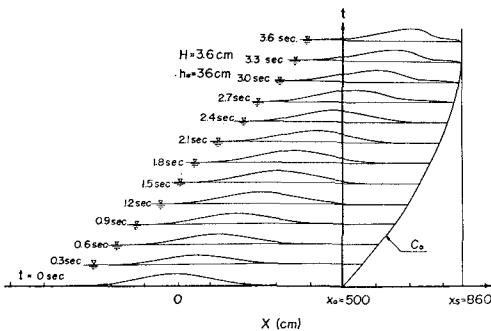


図-3 孤立波の変形過程

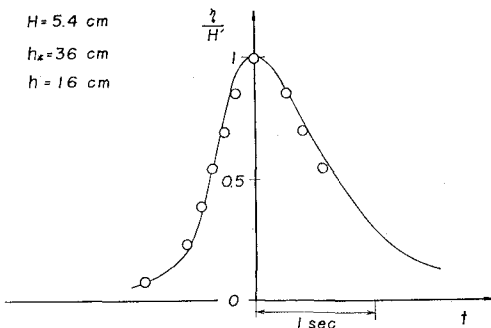


図-4 斜面上の計算波形と実験波形との比較

実線は計算値，点描した点は実験値であり， H' はその位置における計算波高である。計算値はこの位置に到達するまでに多くの計算ステップを経ているが実験値によく一致している。

汀線よりも陸上での波の運動を求める計算法としては Freeman-Méhauté⁹⁾と Amein¹⁰⁾の研究などがある。うちあげ波の先端において，前者は $C=aU$ を，後者は $C=0$ を仮定する方法である。ここに， C および U は，波速および流速の無次元量， a は定数である。著者は，波の先端の軌跡と汀線を示す $x=x_s$ との交点では $U=$

$C=0$ であるから， $x=x_s$ を単に後退特性曲線と考えて，これと次の前進特性曲線との交点を求めて，そこでの C の値を以後の計算では，一定値として用いる方法をとった。このことは，陸上での波の運動に対しては，その先端で水深が変化しないものと考えたことになり，うちあげ高の計算値は， C ＝一定で運動する波面の最高位置を意味している。

図-5, 6 および 7 は，のり面勾配が 1/10 の一様斜面上に波高が 1.8 cm の孤立波がうちあがる場合について，Freeman-Méhauté, Amein および著者の方法によ

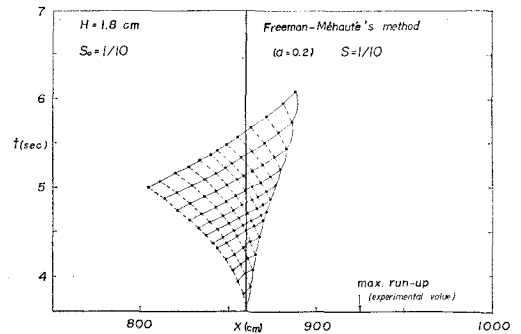
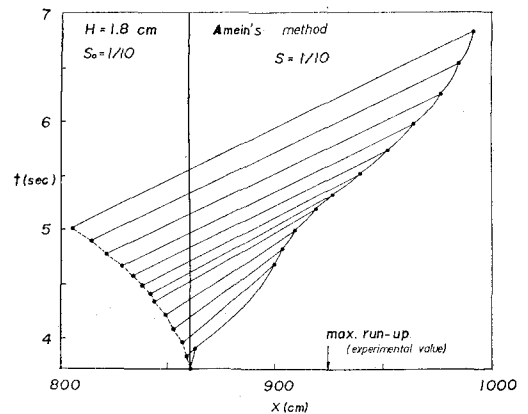
図-5 Freeman-Méhauté の方法による波のうちあげ高の計算例 ($a=0.2$ の場合)

図-6 Amein の方法による波のうちあげ高の計算例

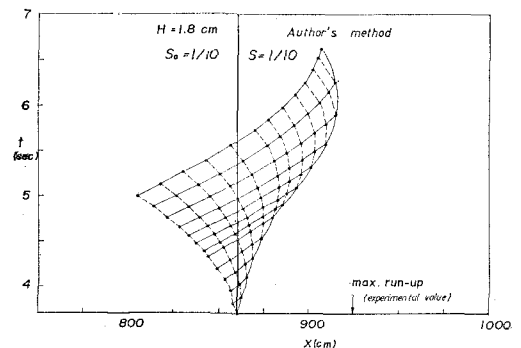


図-7 著者の方法による波のうちあげ高の計算例

って特性曲線網を描いたものであり、図中の $x=860$ cm は汀線を、矢印はうちあげ高の実験値である。これによると、図-5 の Freeman-Méhauté の方法によって求めた値がもっとも小さい。この場合、 a の値を 0.2 より小さく選べば、うちあげ高は大きくなるが、著者ら¹¹⁾の結果によると、 a の値は 0.2~0.3 であり、特にのり面勾配が 1/10 の場合には約 0.2 であるので、 a を 0.2 以下にとることは妥当でない。また、図-6 の Amein の方法によって求めた値はもっとも大きい。このことは、波の先端で $C=0$ を定義した場合、波の先端の軌跡が特性曲線であるにもかかわらず、その上での特性関係を無視する近似解法のためと考えられる。図-7 の著者の方法によって求めた値は、前二者の方法で求めた値の中間であり、実験値にもっとも近い。しかし、ここで示した例はただ一つの場合であり、どの方法によるのがもっとも好ましいのか、一般的な結論は見出されないが、ここではいちおう著者の方法によって以後の計算を行なった。

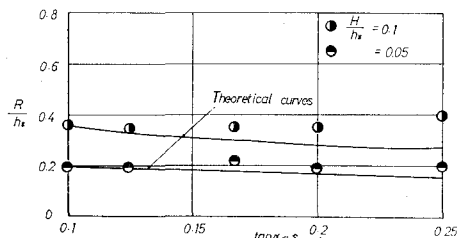


図-8 波のうちあげ高とのり面勾配との関係

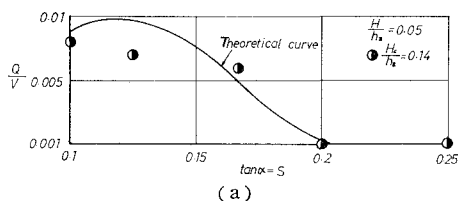
図-8 は、うちあげ高とのり面勾配との関係を波高・水深比をパラメーターとして示したものであり、のり面勾配が大きくなるとうちあげ高の計算値は減少するのに対し、実験値は変化しないか、あるいは若干増加している。しかし、 H/h_* が 0.05 の場合には、のり面勾配が 1/10~1/5 の範囲については、計算値と実験値とはかなりよく一致している。また、 H/h_* が 0.1 の場合には、のり面勾配が 1/10 および 1/8 のときには、両者はよく一致し、のり面勾配が 1/6 よりも大きくなると、実験値がかなり大きくなる。

以上のことを考慮すると、のり面勾配がゆるく、波高が小さい波のうちあげ機構は、Freeman-Méhauté の第 3 近似を若干改良した、著者の方法によって説明できるが、のり面勾配が急で波高が大きい場合のうちあげ機構は、著者ら¹¹⁾ がすでに明らかにしたように Freeman-Méhauté の第 2 近似によって説明すべきである。

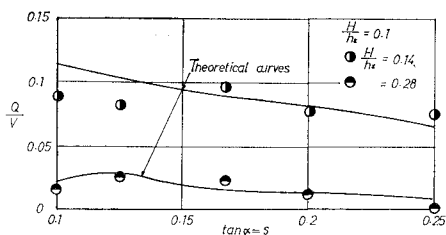
(2) 傾斜堤の越波機構¹²⁾

汀線に達した波は、流れとなってのり面にうちあがり、のり面が有限の長さであれば越流する。これが緩勾配の傾斜堤における越波であるが、こうした越波量に陸上の波の特性が関係することは当然考えられる。

ここでは、上述の立場から波のうちあげ理論に基づいて、孤立波の越波機構の解明を試みる。すなわち、斜面が無限に続くものとして特性曲線網を描き、天端に相当する位置での流速および水深の時間的变化から、そこを通過する流量を計算し、これが越波量になると考えることにして、計算と実験結果とを比較し、この考え方の妥当性を検討することにした。なお、実験についての詳細¹¹⁾は割愛する。



(a)



(b)

図-9 越波量の計算値と実験値との比較

図-9 (a) および (b) は、縦軸に孤立波の 1 波当りの越波量 Q と容積 V との比 Q/V を、横軸にのり面勾配 S をとり、前述した計算方法によって求めた計算値と実験値とを比較したものである。これによると、越波量の理論結果も実験値についても、のり面勾配が急になると減少し、全般的な傾向は一致しているように考えられる。しかし、理論結果はのり面勾配が 1/8 付近で極大値を示すようであるが、実験値はむしろ小さくなる傾向を示し、両者の値が必ずしも一致しているとはいえない。また、斜面が無限に続くと考えたこの計算方法では、理論結果が実験値よりも大きくなると予想されるが、そうした傾向もないようである。この原因としては、理論結果については、陸上に波が達するまでに多くの計算ステップを要することや、陸上での仮定などによる誤差が考えられ、実験値については、実験波形の精度や越波量のばらつきなどが考えられる。しかし、両者の全般的傾向が一致していること、越波量の絶対値に差がないことを考慮すると、のり面勾配が 1/4~1/5 より小さく、波高も小さい場合については、前述の越波機構でほぼ説明できるものといえよう。

3. 鉛直堤の越波機構

ここでは、周期波が碎波することなく越波する場合の

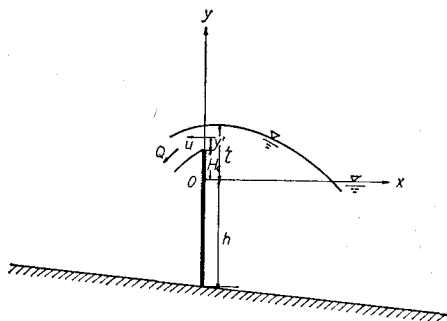


図-10 座標軸と記号の説明

鉛直堤の越波機構を考察することにする。

いま、図-10 に示すように x および y 軸をとり、砕波しない越波する場合について、速度ポテンシャル φ で、 $\partial\varphi/\partial t$ と表わされる項を無視して、非定常流に対する Bernoulli の定理を適用すれば、越波時の流速 u に対して、近似的に次式が得られる¹³⁾。

$$\eta + (1/2g)(u_w^2 + w_w^2) = (u^2/2g) + (H_0 + y') \dots (1)$$

ここに、 η 、 u_w および w_w は、それぞれ重複波の波形、水平および鉛直方向の水粒子速度であり、微小振幅波理論によれば次式で与えられる。

$$\eta = H \cos kx \sin \sigma t \dots (2)$$

$$u_w = -\left(\frac{2\pi H}{T}\right) \frac{\cosh k(h+y)}{\sinh kh} \cdot \sin kx \cos \sigma t \dots (3)$$

$$w_w = \left(\frac{2\pi H}{T}\right) \frac{\sinh k(h+y)}{\sinh kh} \cdot \cos kx \cos \sigma t \dots (4)$$

ここに、 H は進行波の波高、 T は周期、 $k=2\pi/L$ 、 $\sigma=2\pi/T$ である。式(2)~(4)を式(1)に代入し、さらに、 $\cosh^2 k(h+y) > \cos^2 kx$ を仮定すれば、越波時の流速 u は次式で表わされる。

$$(u^2/2gH) = K \cos^2 \sigma t + \sin \sigma t - (H_0/H) - (y'/H) \dots (5)$$

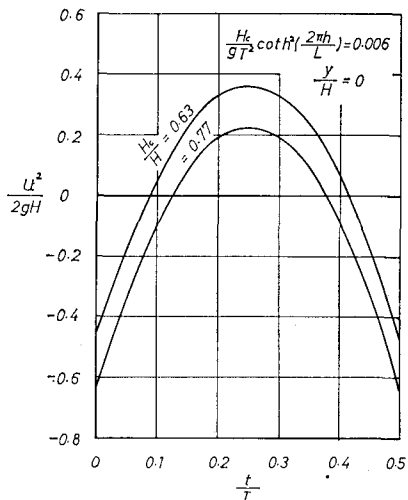


図-11 越波時流速の時間的变化

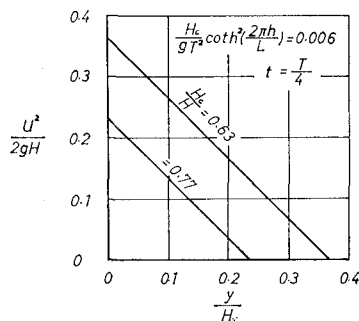


図-12 越波時流速の鉛直分布

ここに、

$$K = \frac{2\pi^2 H}{gT^2} \cdot \frac{\cosh^2 k(h+y)}{\sinh^2 kh} \approx \frac{2\pi^2 H}{gT^2} \cdot \coth^2 kh \dots (6)$$

であり、式(5)の第1項が波動運動に基づく接近流速を表わすものである。いま、 $y'=0$ すなわち天端直上での流速を計算すれば、図-11 のようであり、越波時の流速は最高水位のとき最大となり、相対堤高の小さいほど大きいことがわかる。さらに、図-12 は最高水位のときの越波流速の自乗の鉛直分布を示したものであり、越波流速の自乗は天端でもっとも大きく、波面に近づくほど直線的に減少し、平均流速 $\bar{u}$ は式(5)から次式のように表わされる。

$$\bar{u} = \frac{1}{(\eta - H_0)} \int_{H_0}^{\eta} u dy = \frac{2H\sqrt{2gH}}{3(\eta - H_0)} \times \left[\left(K \cos^2 \sigma t + \sin \sigma t - \frac{H_0}{H} \right)^{3/2} - (K \cos^2 \sigma t)^{3/2} \right] \dots (7)$$

式(7)において、最高水位のときの最大流速 $\bar{u}_{\max}$ は、

$$\bar{u}_{\max} = \frac{2}{3} \sqrt{2g(H - H_0)} \dots (8)$$

となり、これは越流水深が $(H - H_0)$ の定常流のせきの場合とまったく同じである。また $\bar{u}=0$ すなわち、

$$\sigma t = \sin^{-1}(H_0/H) \dots (9)$$

で表わされる σt_1 および σt_2 はそれぞれ越波の開始および終了時の位相を表わす。

以上から、鉛直堤の越波量が、水位と流速の積によって求めることができるとすれば、鉛直堤の単位幅1周期当りの越波量 Q は次式のように表わされる。

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} (\eta - H_0) \bar{u} dt = \frac{2}{3} H \sqrt{2gH} \times \int_{t_1}^{t_2} \left[\left(K \cos^2 \sigma t + \sin \sigma t - \frac{H_0}{H} \right)^{3/2} - (K \cos^2 \sigma t)^{3/2} \right] dt \dots (10)$$

しかし、沖波波高 H_0 および波長 L_0 を用いて上式を変形すれば次式のようになる。

$$\frac{2\pi Q}{H_0 L_0} = \frac{4\sqrt{\pi}}{3} \left(\frac{H}{H_0} \right)^{3/2} \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^{1/2} \times \int_{\tau_1}^{\tau_2} \left\{ K \cos^2 \tau + \sin \tau - \left(\frac{H_0}{H} \right) \left(\frac{H_0}{H} \right) \right\}^{3/2} - (K \cos^2 \tau)^{3/2} d\tau \dots \dots \dots (11)$$

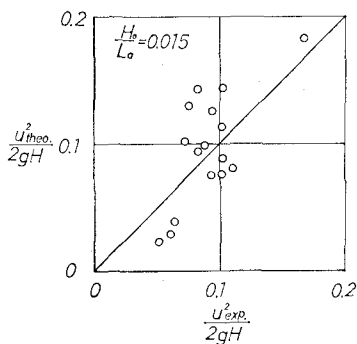
ここに、

$$\left. \begin{aligned} (H_0/H)^2 &= (L/L_0) \\ &\times \{1 + 2(L_0/L)(k_0 h) \operatorname{cosech} 2(L_0/L)(k_0 h)\} \\ (L_0/L) &= \coth[k_0 h \coth\{k_0 h \coth(k_0 h \dots)\}] \\ k_0 h &= 2\pi(h/L_0), \tau = (2\pi t/T) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

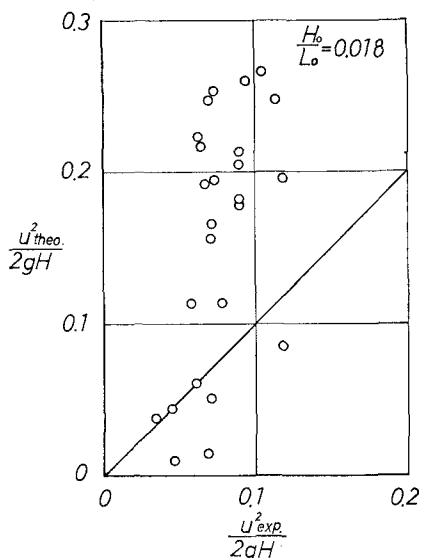
これからわかるように、鉛直堤の越波量は石原・岩垣ら⁴⁾が示したように、

$$2\pi Q/H_0 L_0 = F(H_0/L_0, h/L_0, H_0/H_0) \dots \dots \dots (13)$$

で表わされる。しかし、式(10)中の積分は一般に困難であり、数値積分によらなければならない。なお、さらに一般的に考察するためには、有限振幅波の場合に対しても同様な計算を進めることができることはいうまでもな



(a)

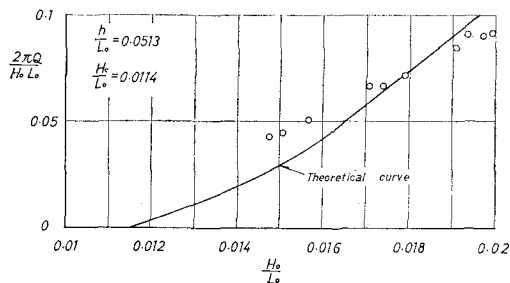


(b)

図—13 越波時流速の計算値と実験値との比較

い。

図—13 (a) および (b) は、波形勾配がそれぞれ 0.015 および 0.018 の場合の越波時流速の計算値と実験値とを比較したものであり、 U_{theo} は式(5)に基づいた計算値、 U_{exp} はトレーサーとしてフロートを用いて測定した実験値である。これによると波形勾配が小さい場合には、実験値の散乱はあるが、ほぼ両者の傾向は一致している。しかし、波形勾配がやや大きくなると、流速の小さい範囲を除いて、計算値が実験値よりもかなり大きくなる。この原因としては、Bernoulli の定理の適用における近似および有限振幅波としての影響が考えられ、さらに、詳細な理論的考察が必要であるが、式(5)の適用限界が、この程度の波形勾配であるのかもしれない。図—14 は、式(10)によって求めた越波量の理論結果と実



図—14 越波量の計算値と実験値との比較

験値とを比較したものである。これによると、波形勾配が 0.015~0.016 程度では実験値の方がやや大きい。この原因は、計算値は簡単のために正弦波形を用いたが、実験波形は必ずしも正弦波形でないで、その影響と考えられる。また、波形勾配が 0.017~0.018 では、両者はきわめてよく一致している。しかし、波形勾配が 0.018 以上になると、計算値が実験値よりも大きくなる。このことは、流速について示した図—13 からも当然考えられることであり、式(10)の適用限界も、波形勾配 0.018 程度と考えなければならないようである。

4. 結 語

以上、著者は海岸堤防の越波機構をできるだけ理論的に検討することを試みたが、その結果を要約すれば、次のとおりである。

まず、傾斜堤については、波のうちあげ理論に基づいて特性曲線網を描き、天端相当位置における流速および水位の時間的な変化から流量を求め、これを傾斜堤の越波量と考えた。その結果、波高が小さい場合については、計算値と実験値とはあまり差がなく、全般的な傾向もほぼ一致することから、上述の考え方によって、傾斜堤の越波現象が説明されるものと考えることができた。

さらに、鉛直堤については、碎波せず重複波の状態に越波する場合に対して、堤防前面における波動運動に基づく接近流速を考慮した理論的な考察を行ない、越波量の理論的表示を試みた。その結果、波高が小さい場合については、越波時の流速や越波量の計算値は、実験値とほぼ一致するが、波高がやや大きくなると、両者は一致しなくなることがわかった。

このように、海岸堤防の越波機構を解明しようと試みたが、傾斜堤および鉛直堤のいずれに対しても、非常に限られた条件のもとでの越波機構しか明らかにすることができなかった。この越波機構の本質的な解明はなお今後に残された海岸水理学上の興味ある問題といえよう。

最後に、この研究を行なうにあたり、ご指導いただいた京大工学部岩垣雄一教授、同防災研究所土屋義人教授および数値計算に助力していただいた元京大大学院生太田隆義氏、京大防災研究所山口正隆助手に謝意を表明するとともに、この研究は文部省科学研究費による研究の一部であることを明記する。

参 考 文 献

- 1) 石原藤次郎・岩垣雄一・鈴木雄太：海岸堤防の設計，特にその有効高について，海岸工学講演会講演集，pp.57～70，1955.
- 2) 井島武士・川上善久：日本沿岸の海岸保全のための自然条件と海岸堤防の天端高算定について，第9回海岸工学講演会講演集，pp.138～142，1962.
- 3) 豊田茂男：天端高の決め方と期待越波流量について，みなとの防災，第37号，pp.53～59，1972.
- 4) 石原藤次郎・岩垣雄一・三井 宏：海岸堤防の越波防止効果について，第4回海岸工学講演会講演集，pp.99～109，1957.
- 5) Shi-igai, H. and T. Kono : Analytical Approach on Wave Overtopping on Levees, Proc. 12th Conf. on Coastal Engg., Vol. 1, pp.563～573, 1970.
- 6) Nagai, S. and A. Takada : Relation between the Run-up and Overtopping of Waves, Proc. 13th Conf. on Coastal Engg., Vol. 3, pp.1975～1992, 1972.
- 7) Shuto, N. : Standing Wave in front of a Sloping Dike, Proc. of 13th Conf. on Coastal Engg., Vol. 3, pp.1629～1647, 1972.
- 8) 岩垣雄一・井上雅夫・太田隆義：傾斜堤の遡上に関する二，三の計算，第23回土木学会年次学術講演会講演概要，pp.47～48，1968.
- 9) Freeman, J. C. and B. Le Méhauté : Wave Breakers on a Beach and Surges on a Dry Bed, Proc. ASCE, Vol. 90, No. HY2, pp.184～216, 1964.
- 10) Amein M. : A Method for Determining the Behavior of Long Waves Climbing a Sloping Beach, Jour. Geophy. Res., Vol. 71, No.2, pp.401～410, 1966.
- 11) 岩垣雄一・井上雅夫・大堀晃一：のり面上の波の遡上機構に関する実験的研究，第13回海岸工学講演会講演集，pp.198～205，1966.
- 12) 岩垣雄一・井上雅夫・太田隆義：傾斜堤の越波機構に関する実験的研究，昭和43年度土木学会関西支部年次学術講演会講演概要，pp. II-44-1～2，1968.
- 13) 岩佐義朗：水理学，朝倉土木工学講座 3，朝倉書店，pp.211～213，1967.