The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	浅海波の変形機構と波浪制御に関する基礎的研究
Author(s)	岩田, 好一朗
Citation	大阪大学, 1976, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1374
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

浅海波の変形機構と波浪制御に関する基礎的研究

昭和51年9月

岩田好一朗

目　　次

序　論 ---------- 1
第1節　概　説 ---------- 1
第2節　本研究の目的と概要 ---------- 3
第1編　浅海波の砕波変形機構に関する基礎的研究
第1章　緒　論 ---------- 5
第2章　段波の変形機構に関する基礎的研究 ---------- 15
第1節　概　説 ---------- 15
1－1　既往の研究 ---------- 15
1－2　理想段波 ---------- 16
第2節　段波の変形に関する水理実験 ---------- 18
2－1　実験装置と実験方法 ---------- 18
2－1·1　実験装置 ---------- 18
2－1·2　実験方法 ---------- 20
2－2　分散波の形態 ---------- 20
2－3　分散波の伝播速度 ---------- 25
2－4　分散波の波高及び波長 ---------- 25
第3節　分散波の分散機構 ---------- 29
3－1　理論解析 ---------- 29
3－2　水理実験による検証 ---------- 30
第4節　分散波の変形機構 ---------- 33
4－1　理論解析 ---------- 33
4－2　数値計算による解析 ---------- 35
4－2·1　数値計算方法 ---------- 35
4－2·2　数値計算値と水理実験値との比較 ---------- 37
第5節　分散波の砕波機構 ---------- 38
5－1　理論解析 ---------- 38
5－2　水理実験による検証 ---------- 42

第6節　結　論 ---------- 44
参考文献 ---------- 45
第3章　周期波の砕波変形機構に関する基礎的研究 ---------- 49
第1節　概　説 ---------- 49
第2節　水理実験による砕波現象および砕波の挙動の解明 ---------- 49
2－1　実験装置と実験方法 ---------- 49
2－2　砕波型式 ---------- 50
2－3　気泡連行と horizontal roller ---------- 53
2－4　砕波波高と砕波峰高 ---------- 56
2－5　砕波後の平均水位変動 ---------- 58
2－6　砕波後の波高変化と波形変化 ---------- 60
2－6·1　波高変化 ---------- 60
2－6·2　波形変化 ---------- 62
2－7　砕波後の水粒子速度と波速 ---------- 63
2－7·1　水粒子速度 ---------- 63
2－7·2　波　速 ---------- 69
2－8　砕波にともなう波形の乱れ ---------- 71
2－8·1　次元解析にもとづく平衡勾配 ---------- 71
2－8·2　水理実験との比較 ---------- 74
第3節　砕波の内部機構に関する検討 ---------- 85
3－1　horizontal roller による波の減衰機構 ---------- 86
3－1·1　horizontal roller の特性 ---------- 86
3－1·2　horizontal roller によるエネルギー逸散率 ---------- 88
3－2　底面摩擦による波の減衰機構 ---------- 90
3－2·1　底面摩擦応力測定装置（shear meter） ---------- 90
3－2·2　実験方法と解析方法 ---------- 92
3－2·3　底面摩擦応力の特性について ---------- 95
3－2·4　底面摩擦による波高減衰 ---------- 101
3－3　気泡連行による波の減衰機構 ---------- 103
3－3·1　Führböter のモデル ---------- 103

3－3·2　水理実験による検討 ---------- 104
3－4　砕波後の波高減衰の数値計算 ---------- 106
3－4·1　基礎式 ---------- 106
3－4·2　乱れのモデル化 ---------- 108
3－4·3　有限差分法による数値計算 ---------- 110
第4節　波の変形にともなう平均水位の変動機構 ---------- 112
4－1　基礎式 ---------- 112
第5節　結　論 ---------- 117
参考文献 ---------- 118
第2編　構造物による浅海波の変形機構とその制御工法―とくに位相差の効果―に関する基礎的研究
第1章　緒　論 ---------- 123
第2章　透過性構造物による浅海波の変形機構とその制御工法に関する基礎的研究 ---------- 125
第1節　概　説 ---------- 125
第2節　多孔壁型透過性構造物による浅海波の変形 ---------- 125
2－1　理論解析 ---------- 125
2－2　水理実験 ---------- 129
2－2·1　実験装置と実験方法 ---------- 129
2－2·2　実験結果とその検討 ---------- 129
第3節　横スリット型防波堤による浅海波の変形 ---------- 133
3－1　理論解析 ---------- 133
3－2　水理実験 ---------- 136
3－2·1　実験装置と実験方法 ---------- 136
3－2·2　実験結果とその検討 ---------- 137
第4節　複列透過性構造物による浅海波の変形 ---------- 144
4－1　理論解析 ---------- 144
4－1·1　2列透過性構造物による反射率，透過率とエネルギー損失 ---------- 144
4－1·2　多列（2列以上）透過性構造物による反射率，透過

率とエネルギー損失 ---------- 151
4－2　水理実験 ---------- 152
第5節　結　論 ---------- 158
参考文献 ---------- 160
第3章　遊水部を有する鉛直消波岸壁・護岸による浅海波の変形
機構とその制御工法に関する基礎的研究 ---------- 163
第1節　概　説 ---------- 163
第2節　規則波に対する理論解析 ---------- 164
2－1　一重透過壁に対する理論解析 ---------- 164
2－1·1　反射率 ---------- 164
2－1·2　遊水部内の水位変動 ---------- 166
2－1·3　消波特性 ---------- 166
2－2　二重透過壁に対する理論解析 ---------- 172
2－2·1　反射率 ---------- 172
2－2·2　遊水部内の水位変動 ---------- 177
2－2·3　消波特性 ---------- 180
2－2·4　一重透過壁型と二重透過壁型の消波効果の差異 ---------- 185
2－3　最大の消波効果をもたらす岸壁構造 ---------- 188
2－3·1　一重透過壁の場合 ---------- 188
2－3·2　二重透過壁の場合 ---------- 191
第3節　規則波による水理実験 ---------- 192
3－1　実験装置と実験方法 ---------- 192
3－2　一重透過壁の場合 ---------- 195
3－2·1　反射率 ---------- 195
3－2·2　遊水部内の水位変動 ---------- 200
3－3　二重透過壁の場合 ---------- 200
第4節　多成分波に対する理論解析 ---------- 206
第5節　2成分合成波と3成分合成波による水理実験 ---------- 210
5－1　実験装置と実験方法 ---------- 211
5－2　実験波 ---------- 212

5－3　実験結果とその検討 ---------- 214
5－3·1　水面波形（重複波の波高分布） ---------- 214
5－3·2　消波特性 ---------- 218
第6節　不規則波による水理実験 ---------- 224
6－1　実験装置と実験方法 ---------- 224
6－2　実験結果とその検討 ---------- 226
6－2·1　前面水域の波高分布 ---------- 226
6－2·2　遊水部内の水位変動 ---------- 228
6－2·3　消波特性 ---------- 231
第7節　結　論 ---------- 236
参考文献 ---------- 237
第4章　離岸堤の設置にともなう浅海波の変形機構とその制御工法
に関する基礎的研究 ---------- 239
第1節　概　説 ---------- 239
第2節　理論解析 ---------- 241
2－1　海岸堤防前面波高と養浜工前面反射率及び離岸堤前面
反射率について ---------- 241
第3節　水理実験 ---------- 244
3－1　規則波の実験 ---------- 244
3－1·1　実験装置と実験方法 ---------- 244
3－1·2　階段状水深急変にともなう浅海波の反射率，透過率
と位相差 ---------- 244
3－1·3　浅海波の変形に及ぼす養浜工長の効果 ---------- 247
3－1·4　浅海波の変形に及ぼす離岸堤の設置距離（l_1+l_2）
の効果 ---------- 249
3－2　不規則波の実験 ---------- 251
3－2·1　実験装置と実験方法 ---------- 252
3－2·2　実験結果とその検討 ---------- 252
第4節　結　論 ---------- 255
参考文献 ---------- 255

結語・謝辞 ---------- 259

序　論

第1節　概　説

近年，高度の経済成長に伴い生産活動の場の拡張の要求が高まるにつれて，沿岸・海岸地域の平地に占める我国の国土の割合は極めて小さい事から，海岸を埋めたてて造成地を作り，高度に沿岸を利用・開発して生産活動の場を拡張してきた事は周知の事実である．とくに，海岸・沿岸地域の加工生産活動及び人口集中率の高い住民の社会活動を円滑且つ安全ならしめるためには各種の防災面からの総合的な検討・論議が必要であるが，その場合の技術的問題の基礎となるのは海岸・沿岸附近における自然現象の把握であり，とりわけその主要な外力の一つとしては波の力の把握が挙げられる．とくに，護岸・海岸堤防などの海岸・港湾構造物のほとんどは浅海域に構築されているため，浅海域での波の挙動とその特性を的確に把握すること，つまり浅海波の挙動の予知と推算は極めて重要であり最も基本的なことの一つである．また，防災面から言えば，こういった浅海波の性状を熟知した上で的確に波を制禦することが不可欠であり，工学の面，特に海岸・港湾工学の分野に課される役割は重要であると言わねばならない．

いうまでもなく，この波の制禦は人間がその英知により自然外力に対処する基本的な方法の一つであり，各種の周波数を有する波を意のままに効果的に制禦できれば海岸・沿岸災害の防止・軽減，ひいては，国民の産業・経済活動に大きく貢献することは明らかであろう．

ところで，海岸に来襲する波はその発生源により，風浪，津波及び高潮と大別されるが，このうち最も来襲頻度の高いのは本論で主として取り扱う周期の短かい風浪であり，台風時や冬期の風浪の破壊力には著しいものがある．海岸・港湾構造物の設置されている浅海域では潮位との関連性を含めて，波が砕けないで来襲する場合と砕けて砕波帯を形成して来襲する場合がある．砕波しない場合は，浅海域での波の変形性状については理論的・実験的にかなりの検討が加えられて，工学的には実用に供する段階に達しつつあると考えられる．ところが，破壊力の大きい台風時や冬期の風浪のほとんどは浅海域で砕波して砕波帯を伴うため，砕波及び砕波帯内及びそれ以浅の水域での波の挙動を把握しない限り，海岸・港湾構造物の合理的な設計及び防災面での波の制禦工法は確立しえないといっても過言ではない．

この砕波変形を的確に把握することの重要なことは上述したことから明らかであり，砕

波に関する研究は工学的には，1944年に米国海岸浸蝕局（Beach Erosion Board）[1]が海岸の現地観測値をまとめて砕波指標（Breaker Index）を図表化した事をその緒としている．それ以後数多くの研究者により研究が遂行され，**第1編**で後述するような，研究成果がかなり得られている．しかし，砕波はエネルギーの放出を伴う強い遷移過程であるため浅海波の挙動が多岐にわたり，研究されている割には問題点が多く，その変形特性については，系統づけられて実用に供するまでに到っていない．これは基礎的な面からの論議，つまり砕波変形の内部機構，エネルギー逸散の内部機構の本質論からの検討が少ない為で，この面での系統的な研究は工学面から急務とされている．

さて，つぎにこれらの浅海波の変形特性が系統立って解明され正確に予知・推算されたとすれば，後は海岸・港湾構造物の設計の面及び海岸防災の面からはその浅海波の制禦が問題になる．

波浪の制禦はその発生原因の制禦と発生後の波の制禦に大別されるが，波浪の発生は風，気圧変化，地震などの気象，地球物理的な原因により生起するものであるからこの面での制禦は現在の所不可能に近い．したがって，現在われわれが考えうるのは発生後の波の制禦ということになる．制禦すべき波浪の特性はいうまでもなく，波高，周期，伝播方向の3つの因子により決定されるので，要は，この3つの因子の制禦をいかにして行なうかということになろう．

このうち，周期の制禦については現在のところ，来襲波を強制砕波させ高次の周波数成分の波を生起さす以外に有効な方法がないと判断されるが，これについては今後充分検討していかなければならない重要な課題である．一方，波の伝播方向の制禦は波の回折，屈折，反射などを利用する方法があり，例えば不透過性防波堤によりその背後の静穏化を確保するような工法にみられるように，回折，反射，屈折などを適当に組合せると制禦することができ，本論であらためて新しく取り扱う必要はない．したがって，当面の問題は波高の制禦ということになる．いうまでもなく波動のエネルギーは波高の2乗に比例するので，波高の制禦は波動エネルギーの制禦に直結する．したがって，工学面ではこの波高の制禦が極めて重要となる．この波高の制禦，つまり波高減衰を生起せしめる機構としては(i)水粒子運動の阻止，(ii)構造物法面での砕波，(iii)構造物による摩擦，粘性抵抗，噴流混合，(iv)構造物による反射，透過，(v)構造物間での波の位相差，などが挙げられよう．今述べた減衰機構は，むろん在来の海岸構造物をはじめ，近年活発に研究開発が進められている透過性防波堤，護岸や浮防波堤にも組込まれている．従来，主に(i)〜(iv)の効果が実験的・理論的に論議されてきているため，こういった効果の基本的な特性は**第2編**で述べるようにか

なり解明されている．ところで，構造物を用いて波を減衰さす場合，入射エネルギーの一部は構造物の背後に伝達するが，残りの部分の大半は沖側に反射するため場合によって大きな反射波が形成される．近年，船舶の激増にともなう就航の面から内海，沿岸海域でのこのような反射波高を極力小さくすることが強調されているが，(i)～(iv)の効果を併用しても伝達波と反射波を同時に小さくすることはほとんど不可能に近く，上述の(v)の効果，つまり波の位相差を利用する方法をも同時に併用する必要があると判断される．[2] 浅海波の変形に及ぼすこの波の位相差の効果については従来あまり検討されておらず，理論的かつ，実験的な両面での研究が必要とされているのが現状といえる．

第2節　本研究の目的と概要

第1節で述べた背景に基づき，本論文は，浅海波の砕波変形機構を実験的，理論的に明らかにして，砕波後の波の特性を推算する場合の基礎資料を供する．ついで浅海波を制禦する工法の一つとして構造物間での波の位相差を利用する工法をとりあげ，構造物による浅海波の変形機構を理論的に明らかにし，その妥当性を水理実験により検証して，位相差を利用する波の制禦工法の確立を目指すのが本研究の目的とするところである．

このため，本論は**第1編**と**第2編**に分けて構成される．

第1編では浅海波の砕波変形機構を明らかにし，**第2編**では構造物による浅海波の制禦工法，特に波の位相差の効果を明らかにする．

まず，**第1編**は第3章より構成されており，

第1章では，浅海波の砕波変形に関する既往の研究成果と問題点を緒論として述べる．

第2章で，段波の変形機構を取り挙げて，段波の分散機構，分散波の変形機構，分散波の砕波機構などを理論的並びに実験的に明らかにする．なお，**第2章**で段波を取り挙げたのは後述の**第3章**で述べる周期波の砕波後の波のモデルとして従来よく段波理論が用いられてきているためその妥当性の可否を明確にする意味も含まれている．

第3章では，主として一定水深域での周期波の砕波変形機構を取り挙げて，砕波型式とその分類，砕波時の波の特性などをまず水理実験により明らかにする．ついで砕波後の波の変形機構について理論的・実験的な検討を加えて，砕波変形の内部機構を明らかにする．最後に砕波後の波動式を提案し，数値計算により解を求めその妥当性を水理実験により検証する．

つぎに，**第2編**は第4章より構成されており，

第1章では，緒論として，構造物による浅海波の変形機構，特に位相差の効果を研究する意義を明らかにする．

第2章では，従来のコンクリート製の構造物と異なった，鋼材を主体とした簡易透過性構造物による浅海波の制禦法について検討を加えたもので波の変形特性をも明らかにする．特に複数列配置された構造物では構造物間での波の反復反射による位相差が浅海波の変形，ひいては波の制禦に極めて重要な寄与をすることを理論的且つ実験的に明らかにする．

第3章では，**第2章**で明らかにした波の位相のずれが直接重要な要素となる遊水部を有する鉛直消波岸壁をとりあげて，浅海波の変形を理論的，実験的に明らかにする．ついで，消波効果を最大ならしめ，且つ遊水部内での水面振動を極力小さくせしめる消波岸壁型式を提案する．

第4章では，離岸堤の背後に人工養浜工と海岸堤防が近接して設置されている状況での浅海波の変形機構をとり挙げて，離岸堤の設置距離の変化に伴う浅海波の変形性状を理論的，実験的に明らかにする．そして海岸堤防前面の合成波高を極力小さくせしめる離岸堤の設置距離の効果について検討を加える．なお本章でも，離岸堤と海岸堤防間で波の反復反射による位相のずれが浅海波の変形に重要な寄与をすることが明らかにされる．

参　考　文　献

1) U.S. Navy Hydrographic Office : Breakers and surf : principles in forecasting, H.O. Pub. No. 234, 1944.

2) 椹木亨・岩田好一朗：透過性構造物による波の変形について，第19回海岸工学講演会論文集，1972，pp. 199 ～ 206.

第　1　編

浅海波の砕波変形機構に関する基礎的研究

第 1 章　緒　論

波が海岸に接近し，水深が浅くなるにつれて変形し，前後の波形の対称性を失ない，やがて波としての運動を保持できなくなり砕波となって波から流れへの形式に移行して，打ち上げ波となっていくことはよく知られている．波が砕けて流れへと転換される砕波変形過程は水理学的に興味深い問題であり，また現在の防災工学上の海岸港湾構造物すなわち海岸堤防や離岸堤などはほとんど砕波点より陸側に設けられることが多いため，その合理的な設計に必要な波圧，波の打ち上げ高，法面洗掘，漂砂の特性などを的確に把握するためにも浅海波の砕波変形過程とその機構の解明がのぞまれてきた．このため 1951 年，Iversen[1] の実験的研究をその緒として，従来多くの実験的，理論的な解明が試みられてきている．砕波変形機構に関する研究は，(i)砕波機構，(ii)砕波後の波の変形機構に大別される．砕波はその砕ける形状により(i)崩れ波（spilling breaker），(ii)巻き波（plunging breaker），(iii)くだけ寄せ波（surging breaker）に分類されることが，Iversen[2]，速水[3]，Patric & Wiegel[4] などにより実験的に指摘され，さらに近年Galvin[5] は上述の surging breaker を collapsing breaker と surging breaker に分類している．

砕波の力学的内部機構はこういった砕波型式別に異なるものと考えられ，その砕波型式別に水面波形及び水粒子の運動の実態を明らかにしようとする試みが従来行なわれてきた．しかし，不安定な遷移過程の極限としての砕波瞬時の流速などの水理諸量の特性を精度高く計測してその内部機構を解明することは実験計測上極めて困難であるため，直接砕波の内部機構そのものを論議することは避け，むしろ現象に即応するような砕波のモデル化を行なって砕波条件を設定し，有限振幅深海波理論，有限振幅浅海波理論，孤立波理論，クノイド波理論，有限振幅長波理論などの従来の波動理論を拡大適用して，砕波時の波高，波速，水深などの水理諸量を理論的に求めて，実験的に精度高く得られた砕波波高，波速，砕波水深などと比較することにより先のモデル化した砕波条件の妥当性を検証する方法が 1950 年代より 1960 年代にわたって行なわれてきた．これらの設定された砕波条件の主たるものはつぎのごとくである．

(1)波の峰における水表面の水平方向水粒子速度Uが波速Cに等しいか，またはそれより大きくなるとき．

(2)波の峰で，前後の波面の接線のなす波面接線角が 120°になり峰に尖点を生じ波頭の接線が不連続となる場合，（この条件は多くの場合(1)の条件と一致するが風の影響などで必ずしも一致しないこともある．）

(3)波形の非対称性が著しくなって，波頭前面が鉛直に立ち上った場合.

(4)波の峰と水底とにおける水粒子の速度に大差を生じ，波頭が進みすぎて波の運動が破壊される場合.

(5)波の表示式がその定常解を失なうとき，すなわち有限振幅波を表わす無限級数解が発散する場合.

(6)波を表示する特性曲線群が交わって包絡線をつくる場合.

したがって，この(1)〜(6)の砕波条件を上述したように有限振幅深海・浅海波理論，有限振幅長波理論と孤立波理論に適用すれば砕波限界及び砕波特性が理論的に求まり，今まで得られた主たる砕波限界式を列挙すれば**表－1・1・1** をうる.

表－1・1・1　主たる砕波限界式

Investigator	year	Wave theory	Criteria of breaking	Breaking condition
Stokes [8]	1847	Solitary wave	$\theta_{crest} = \frac{2}{3}\pi$	limiting Crest Angle
Boussinesg [19]	1871	Solitary wave	$H_b / h_b = 0.73$	U = C
Mc Cowan [20]	1891	Solitary wave	$H_b / h_b = 0.75$	
Michell [21]	1893	Solitary (for deep water)	$\left(\frac{H}{L}\right)_b = 0.142$	limiting Crest Angle
Mc Cowan [9]	1894	Solitary wave	$H_b / h_b = 0.78$	U = C limiting Crest Angle
Gwyther [22]	1900	Solitary wave	$H_b / h_b = 0.83$	
Miche [23]	1944	Solitary wave (for shallow water)	$\frac{H_b}{L_b} = 0.142 \tanh \frac{2\pi h_b}{L_b}$	
Stoker [14]	1948	Long wave	$X_b = 2h\sqrt{gh} \cdot T / 3\pi H$ $t_b = 2h\,T / 3\pi H$	特性曲線群交又
Munk [24]	1949	Solitary wave	$H_b / h_b = 0.78$ $H_b / H_0 = 1/3 \cdot 3^3 \sqrt{H_0 / L_0}$	U = C
Hamada [25]	1951	Surface wave (for shallow water)	$\frac{H_b}{L_b} = 0.197 \tanh \frac{2\pi h_b}{L_b}$	U = C
Miche [26]	1951	Surface wave (for shallow water)	$\frac{H_b}{L_b} = \sqrt{\frac{2S}{\pi}} \cdot \frac{\sin^2 S}{\pi}$	
Dannel [27]	1952	Semi Experiment	$\frac{H_b}{L_b} = 0.120 \tanh \frac{2\pi h_b}{L_b}$	Semi Experiment

Investigator	year	Wave theory	Criteria of breaking	Breaking condition
Davies[28]	1952	Solitary wave	$H_b/h_b = 0.83$	
Packham[29]	1952	Solitary wave	$H_b/h_b = 1.03$	
Sato[30]	1954	Surface wave (for shallow water)	$\frac{H_b}{h_b} = \frac{3}{4} + 0.067\left[\frac{H_b/L_b}{(\frac{1}{7}) - (\frac{H_b}{L_b})}\right]$	U = C
岸[31]	1955	Surface wave	$k_b a_b \coth k_b h_b + k_b^2 a_b^2 (1+\coth^4 k_b h_b) + k_b^3 a_b^3 \{\coth^3 k_b h_b + (\frac{7}{2})\coth k_b h_b\} = 1$	U = C
Greenspan[11]	1958	Long wave	$X_b = t_b - \frac{1}{4} t_b^2$ $t_b = 2\{1 - (\frac{2m_0}{1+2m_0})^{2/3}\}$	波先波面勾配 = 90°
Chappelear[32]	1959	Solitary wave	$H_b/h_b = 0.87$	U = C
Laiton[33]	1960	Solitary wave	$H_b/h_b = 0.73$ or 0.71	鉛直方向速度の不連続性
Keller[34]	1961	Surface wave (for shallow water)	$\frac{H_b}{L_b} = \frac{S^2}{2\pi}\sqrt{\frac{2S}{\pi}} \left\{(\tanh\frac{2\pi h_b}{L_b}\left(1+\frac{\frac{4\pi h_b}{L_b}}{\sinh\frac{4\pi h_b}{L_b}}\right)\right\}^{-1}$	
Kishi[12]	1963	Long wave	$X_b = t_b - \frac{1}{4} t_b^2$ $-1+0.5t_b+m_0 t_b(1.5+0.1875t_b$ $+0.078125t_b^2+0.03418t_b^3+$ $+0.015381t_b^4+\cdots) = 0$	波先波面勾配 = 90°
Kishi[35]	1966	Surface wave	$H_b/h_b = 5.68S^{0.4}$	(Experiment)
Lenau[36]	1966	Long wave	$H_b/h_b = 0.83$	
Camfield-Street[37]	1966	Experiment (for solitary wave)	$\frac{H_b}{h_b} = 0.75+25S-112S^2+3870S^3$	(Experiment)
Méhauté-Koh[38]	1967	Experiment	$\frac{H_b}{H_0} = 0.76S^{1/7}(\frac{H_0}{L_0})^{-1/4}$	(Experiment)

ただし，S：水底勾配，H_0：沖波波高，H_b：砕波波高，L_0：沖波波長，L_b：砕波波長，h_b：砕波水深，　m_0：波前脚部での静水面となす波面勾配，X_b：砕波距離，t_b：砕波時間 $k_b = 2\pi/L_b$, $a_b = \frac{1}{2}H_b$，C：波速，U：水平方向水粒子速度

このうち(1)の条件はRankine[6] が与えたもので，砕波条件として最もよく用いられる条件であるが，その妥当性は水理実験によって明確には検証されていない．[7] (2)の条件はStokes[8] が与えたものであるが，Mc Cowan[9] の孤立波理論などによると(1)の条件と一致してしまう．また波形の条件からはMason[10] などは spilling breaker の砕波条件に適用される場合が多いことを指摘している．(3)の条件については，Greenspan[11]，岸[12]，らが砕波限界式を求めている．この砕波限界式は砕波条件から plunging breaker（あるいは surging breaker）に適用されると考えられるが，波の変形の開始点（X＝0，X＝距離，t＝0，t＝時間）の位置が不明確であること，初期波形のとり方次第で砕波点が変化することもあり，特別な場合を除き実際の砕波現象への適用に際し，一般性を欠くものと思われる．(4)の条件は汀線近傍でのもどり流れの強い場合の砕波と河川を遡上する波の砕波に主として適用されよう．(5)の条件については首藤[13] の研究などがある．この条件で砕波限界式を誘導することは極めて困難である．(6)の条件はStoker[14] が与えたもので，plunging breaker（あるいは surging breaker）に適用されると考えられるが，(3)の条件と同様波の変形の開始点と初期波形の取り方で砕波点が変化するため，数学的な取り扱いの興味は深いが，実際の砕波現象への適用には注意を要する．

このようにして得られた砕波限界式のほとんどが一定水深域に対するものであり，したがってこれらを例えば shoaling の効果，wave set-up ともどり流れが共存する一様傾斜面での砕波限界式として適用する場合などにはその適用性について充分検討を要することはいうまでもない．したがって，このようにして得られた砕波限界式，つまり砕波機構そのものの妥当性について，1960年代後半論議はなされたが，適用すべき波動理論と砕波のモデル化の不適確さも相俟って，満足のいく成果が得られず砕波の力学的内部機構の全貌を解明することが出来なかった．以後1970年代に入っても砕波機構そのものに関する研究は継続されているが，水理学的に論議する研究は少なく，またその方法も旧来のものとあまり変化がない．

一方，砕波後，波動から流れへと転換されて，さらに打ち上げ波となる波の変形過程はエネルギー放出を伴う強い遷移過程であって，工学的にも海岸構造物などの施設の重要な基礎資料となるため，従来より多くの実験的，理論的な検討がなされてきた．従来の研究方法はこの砕波後の波の変形性状をマクロ的に把握しようとする方向でおこなわれ，既存の孤立波理論，有限振幅浅水波理論，段波理論などで砕波後の波のモデル化を行なって，energy method（例えば，Méhauté[15]）により，あるいは，analytical method（例えば，

Freeman & Méhauté[16]）により波の変形解析が行なわれてきた．しかし，1960年代中期まで続いたこの種の研究も，その砕波後の波の変形のマクロ的な性状を充分説明することができず，またモデル理論の適用範囲，砕波型式との対応性などについてもほとんど解明されなかった．これは本研究で詳述するように砕波後の波の変形過程では砕波により生起する乱れと連行気泡量が波の変形の重要な要因であるにもかかわらず，既存の理論では乱れは底面摩擦といった形だけでしか評価されていないこと，また連行気泡についてはほとんど考慮されていないためと考えられる．1960年後期に堀川・郭[17]により初めて流体内部の乱れを等方性乱れと仮定して，砕波後の波の変形に及ぼす乱れの効果について考察が加えられた．しかし堀川・郭は孤立波理論を用いたenergy methodで解析を行なっているため波形の変化を論議できない致命的な欠陥を有している．一方，近年Führböter[18]により始めて流体内部の連行気泡の波の変形に及ぼす効果について検討が加えられ，連行気泡量が多いほど波高減衰が大きいことが定性的に明らかにされた．しかしこのFührböterの論法もenergy methodに基づくため波形の変化を論議できない致命的な欠陥を有する．しかし，堀川・郭，Führböterらにより，等方性乱れ，あるいは連行気泡量の面から砕波後の波の変形が論議されたことは特筆すべきものといえる．このように砕波後の波の変形の内部機構の解明への手がかりが得られてきているが，その力学的内部機構は充分明らかになったとはいい難く，エネルギー逸散を伴う強い遷移過程で砕波前後の波の因果関係が保持されているか否かといった問題も含めて検討すべき問題点が多い．

以後序論で述べたように，**第2章**で段波の砕波変形機構，**第3章**で周期波の砕波変形機構について論じていく．

参　考　文　献

1）Iversen, H.W. : Laboratory study of breakers, Gravity wave, N.B.S. Circular 521, 1951, pp. 9 ～ 32.

2）Iversen, H.W. : Waves and breakers in shoaling water, Proc. 3rd. Conf. on Coastal Eng., 1952, pp. 1 ～ 12.

3）速水頌一郎：砕波の機構(II)，第2回海岸工学講演会講演集，1954，pp.13 ～ 15.

4) Patric, D.A & R.L. Wiegel : Amphibian tractors in the surf, Proc. Ist. Conf. on Ships and Waves, 1955, pp. 397 ~ 422.

5) Galvin, C.J. : Breaker type classification on three laboratory beaches, Journal of Geophysical Research, Vol. 73, No. 12, June 15, 1968, pp. 175 ~ 200.

6) Rankine, W.J. : Summary of properties of certain stream lines, Phil. Mag. (4) 29, 1864, pp. 282 ~ 288.

7) 岩垣雄一・酒井哲郎・開沼淳一・川島毅：進行波の砕波限界に関する実験，第25回年次学術講演会講演集，1970，pp.23 ~ 26.

8) Stokes, G.G. : On the change of oscillatory waves, Trans. of the Cambridge Philosophical Society, Vol. 8, p. 441, and Supplement, Scientific Papers, Vol. 1, p. 314.

9) Mc Cowan, M.A. : On the highest wave of permanent type. Phil. Mag. S 5, Vol. 38, No. 233, Oct., 1894, pp. 351 ~ 358.

10) Mason, M.A. : Some observations of breaking waves, Gravity wave, N.B.S. Circular 521, 1951, pp. 215 ~ 220.

11) Greenspan, H.G. : On the breaking of waves of finite amplitude on a sloping beach, Journal of Fluid Mechanics, No. 4, 1958, pp. 330 ~ 334.

12) Kishi, T. : Transformation, breaking and run-up of a long wave of finite height, Proc. of 8th. Conf. on Coastal Eng., 1961, pp. 60 ~ 76.

13) 首藤伸夫：有限振幅波について—高次級数解による進行波の砕波限界について，土木研究所報告，111号，1961，pp. 1 ~ 119.

14) Stoker, J.J. : The formation of breakers and bores, The theory

of non-linear wave propagation in shallow water and open channels, Comm. Pure Appl. Math., Vol. 1, 1948, pp. 1 ~ 87.

15) Méhauté, B.L. : On non-saturated breakers and the wave run-up, Proc. of 8th Conf. on Coastal Eng., 1963, pp. 77 ~ 92.

16) Freeman, J.C. and B.L. Méhauté : Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, Proc. of A S C E., Vol. 90, No. HY 2, 1964, pp. 187 ~ 214.

17) Horikawa, K. and C.T. Kuo. : A study on wave transformation inside surf zone. Proc. of 10th Conf. on Coastal Eng., 1966, pp. 217 ~ 233.

18) Führböter, A. : Air entrainment and energy dissipation in breakers, Proc. of 12th Conf. on Coastal Eng., Vol. II, 1970, pp. 391 ~ 398.

19) Boussinesg, J. : Théorie de l' intumescenee liguide appelée onde solitaire ou de translation se propagent dans un canal rectangulaire, Institut de France, Académi de Sciences, Comptes Rendus, June 19, 1871, p. 755.

20) Mc Cowan, M.A. : On the solitary wave, Phil. Mag., S. 5, Vol. 32, No. 194, July 1891, pp. 45 ~ 58.

21) Michell, A.G.M. : The highest wave in water, Phil. Mag., Vol. 36(5), 1893, pp. 430 ~ 437.

22) Gwyther, R.F. : The classes of progressive long wave Phil.Mag., 50, 1900, pp. 213 ~ 216.

23) Miche, A. : Mouvements ondulatories de la mer en profondeur constante ou decroissante. Forme limit de la houle lors de som déferlement : Application aux digues maritimes. Ann. Ponts. et

Chausees, Tome 114. 1944, pp. 131 ~ 164, 270 ~ 292, 369 ~ 406.

24) Munk, W.H. : The solitary wave and its application to surf problem, Ann. N.Y. Acad. Sci., 51, 1949, pp. 376 ~ 424.

25) Hamada, T. : Breakers and beach erosion, Rep. Trans. Tech. Res. Inst., Rep. No. 1, 1951.

26) Miche, R., : Le pouvoir reflechissant des ouvrages maritimes, Ann. des Ponts et Chaussées, Ministére des Traveux Publics, et des Transports, Paris, May-June, 1951.

27) Dannel, P. : On the limiting clapotis, gravity waves, U.S. Dept. of Commerce, N.B.S. Circular 521, 1952, pp. 35 ~ 38.

28) Davies, T.V. : Symmetrical finite-amplitude gravity waves in gravity waves, N.B.S. Circular 521, 1952, pp. 55 ~ 60.

29) Packham, B.A. : The theory of symmetrical gravity waves of finite amplitude, II Solitary wave, Proc. Roy. Soc. A, 213, 238, 1952, pp. 238 ~ 249.

30) Sato, S. : Surface waves in shallow water, Jour. Res. Public Works. Res. Inst. Vol. 1, 1954.

31) 岸 力：海岸堤防に関する研究4) 進行波の砕波限界，土木研究所報告，第91号，1955.

32) Chappelear, J.E. : On the theory of the highest waves, B.E.B. TM, No. 116, July, 1959.

33) Laiton, E.V. : A second approximation to cnoidal and solitary waves, Jour. of Fluid Mech., Vol. 9, 1960, pp. 430 ~ 444.

34) Keller, J.B. : Tsunami-water waves produced by earthquakes, Tsumami Hydrodynamics Conf., Honolulu, Hawaii, 1961.

35) Kishi, T. and H. Saeki, : The shoaling, breaking and run-up of the solitary wave on impermeable rough slopes, Proc. of 10th Conf. on Coastal Eng., 1966, pp. 322 ~ 348.

36) Lenau, C.W. : The solitary wave of maximum amplitude, Jour. of Fluid Mechanics, 25, 1966, pp. 309 ~ 320.

37) Street, R.L. and F.E. Camfield. : Observation and experiments on solitary wave deformatinn, Proc. of 10th Conf. on Coastal Eng., 1966, pp. 284 ~ 301.

38) Méhauté, B. and R.C.Y. Koh : On the breaking of waves arriving at an angle to the shore, Jour. of Hydraulic Research, 5, No. 1, 1967, pp. 67 ~ 88.

第２章　段波の変形機構に関する基礎的研究

第１節　概　説

１－１　既往の研究

流量の急激な増加による正の段波は衝撃性の不連続波面をもつ波であるが，津波あるいは高潮の沿岸部での挙動，とくに河川を遡上するそれらの波動がときに段波状をなすことがあるので，段波の諸特性を基礎的に解明することは防災工学上も重要な課題である．

段波が不連続な階段状波面をもつ理想段波として変形することなく伝播するものならば，その解析的取り扱いは簡単明瞭であり，Rayleigh[1]，Lamb[2] などの古典理論を用いれば充分である．しかし実際は不安定モーメント[3] が無限大である理想段波はその進行にともないかならず分散し，非線型分散波列からなる波状段波に移行する．したがってこの変形の過程と機構を明確にすることが重要となることはいうまでもない．

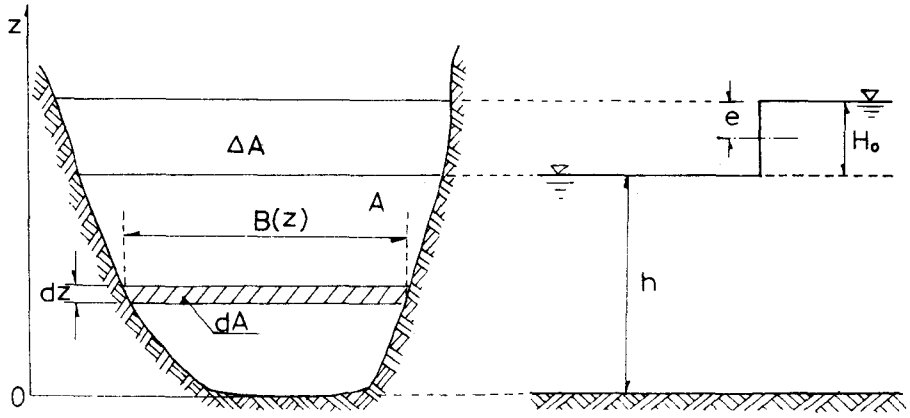
段波の変形を定量的に把握しようとする試みは，1865年Bazin[4] により始められた．そしてBazin は段波は進行につれて分散波列を形成し，その分散第１波の波高が段波波高の1.5倍になる事を実験的に示した．Boussinesq[5] は波頂曲率を考慮した有限振幅長波理論を用いて，この分散第１波は波面曲率が伝達項として作用するため形成されることを示唆した．さらにFavre[6] は遷移波に関する一連の詳細な実験の中で段波の変形に関する実験を行ない，分散波列の形成にはある緩和時間が必要であること，またこの分散波は終局的には保存波に移行する事を認めた．またKeulegan-Patterson[7] はBazin の実験結果を再整理して，段波相対波高H_0/h（H_0：理想段波波高，h：静水深）の増加につれ，第１波の相対波高η_1/h（η_1：第１波の波高）は減少すること，段波相対波高が0.275より小さい場合は第１波は砕波せず安定であり，第１波の安定限界波高として理想段波波高の3/2倍の値をとることを理論的に示した．さらに，Favre の実験値から分散波の波速に注目し，これがクノイド波の波速によく一致する事から，分散波は終局的にクノイド波になると結論した．Lemoine[8] は古典理論で見積っているエネルギー逸散量は，段波相対波高が$H_0/h < 0.275$程度の弱い段波の場合は，波先部に擾乱域をもたないため，段波背後に形成される分散波のエネルギーに等価であると考え，分散波を微小振幅正弦波と仮定して，分散波の波高，波長を求めた．しかし，このLemoine の理論解はFavre の実験値と比較すると，波高に関して25％の大きな差異があったので，Benjamin-Lighthill[9] は分散

波を微小振幅正弦波と考えた点に問題があるとして，有限振幅クノイド波理論に基づき，弱い段波の波先部で，momentum，energy flux，が保存される場合にクノイド波が形成される事を示してLemoine の考え方を否定した．しかし，逆にSandover - Zienkiewicz[10]，Sandover - Taylor[11] は分散波の最高波高はLemoine の理論解とよく一致する事を実験的に検証した．Sturtevant[12] はBenjamin - Lighthill のクノイド波理論を用いてFavre の実験結果に考察を加え，分散波が形成されるためにはBenjamin - Lighthill が指摘したような波先部の擾乱よりむしろ底面の境界層内でエネルギーが逸散されなければならない事を示した．Thirriot - Bednarczyk[13]，Chester[14] らはSturtevant と同じ立場をとり，Thirriot - Bednarczyk は波高，波長などを理論的に求め，分散波の安定限界波高としてKeulegan - Patterson の値と異なる $\eta_1/H_0 = 2.0$ を与えた．またChester は分散波の発生しない限界として，Binnie - Orkney[15] が跳水の実験で求めたフルード数 $F = 1.55$ にきわめて近い $F = 1.60$ を理論的に求めた．近年，Peregrine[16] は分散波は鉛直方向の水粒子加速度の差により生じる水平方向の圧力勾配により形成されると考え，Korteweg - de Vries[17] の式を差分化して数値計算により段波変形の状況を示した．しかし，この論法によれば，波が伝播しない波先静水面にも波が形成される矛盾が生じる．

このように，従来多くの実験的・理論的な研究が段波に関してなされ，数多くの成果が得られてきているが，段波の分散機構に関して統一的見解がない事，遷移過程での砕波機構に至ってはほとんど未解決である事など解明すべき問題点が多い．したがって本章では，遷移過程における段波の変形，とくに砕波を伴う分散波の挙動に注目し，水理実験を行なってその特性を明らかにし，ついで分散波の分散変形機構，砕波機構に理論的考察を加えて段波の変形機構の解明を行なうものとする．

1－2　理想段波

理想段波は階段状の不連続な波面を有する衝撃性の強い波であり，後述する波状段波の波形とは特別な場を除くと著しく異なる．**第2節**以降で理想段波と対比させながら波状段波の特性，つまり分散波列の特性を論ずることが多いので，ここで理想段波の取扱いについて略述しておく．ここで，一般的な論議をするため，**図－1・2・1**に示す任意断面水路をとりあげそこに伝播する理想段波について考えてみる．なお**図－1・2・1**に示す，h，U，Q，Aはおのおの段波が到達する前の水深，流速，流量，流水断面積を，$h + H_0$，$U + \triangle U$，$Q + \triangle Q$，$A + \triangle A$はおのおの段波が到達した後の水深，流速，流量，流水断面積



図－1・2・1　記号の説明

を示し，C_s は段波の絶対速度である．いま，解析上つぎの4つの仮定を設けるものとする．つまり，(i)流水断面が流れ方向に一様である．(ii)水路底勾配及び摩擦抵抗は無視する．(iii)水の鉛直加速度は無視する．(iv)伝播に伴い波は変形しない．

この場合の理想段波に対する連続式と運動量式はおのおの次式で与えられる．

連続式；

$$\triangle Q = C_s \cdot \triangle A = (A+\triangle A)(U+\triangle U) - A \cdot U \quad \cdots\cdots (1\cdot2\cdot1)$$

運動量方程式；

$$\left\{(A+\triangle A)(C_s - U - \triangle U)(U+\triangle U) + A(U - C_s)U\right\} = \frac{1}{\rho}\triangle p \quad \cdots (1\cdot2\cdot2)$$

なお，式（1・2・2）で ρ：流体の密度，$\triangle p$：段波の進行方向に対し，背面と前面に働く圧力差であり，式（1・2・3）で与えられる．

$$\triangle p = \rho g \int_{h+H_0}^{0} B(z)(h+H_0-z)\,dz - \rho g \int_{h}^{0} B(z)(h-z)\,dz$$

$$= \rho g (A \cdot H_0 + e\triangle A) \quad \cdots\cdots (1\cdot2\cdot3)$$

ここで，B(z)：水路幅，g：重力加速度，e：段波背後水面から△Aの図心までの距離を下向に正にとった値である．

式（1・2・1）～式（1・2・3）より理想段波の伝播速度 C_s，及び段波到達後の流速 $U+\triangle U$ はおのおの式（1・2・4）と式（1・2・5）として与えられる．

$$C_s = U \pm \sqrt{g\left(\frac{A+\triangle A}{A \cdot \triangle A}\right)(H_0 A + e\triangle A)} \quad \cdots\cdots (1\cdot2\cdot4)$$

$$U + \triangle U = \frac{\triangle A(C_s - U)}{A + \triangle A} \quad \cdots\cdots (1\cdot2\cdot5)$$

なお，式（1・2・4）の±の複号は段波の進行方向に従い，　eの正負は，正負の段波に対応する．いま，任意断面水路で波高H_0が小さい場合は

$$B = \triangle A / H_0, \quad e = \frac{1}{2}H_0 \text{ あるいは } e = -\frac{1}{2}H_0$$

とおけるから，式（1・2・4）はつぎのようになる．

$$C_s = U \pm \sqrt{g\left(\frac{A}{B} + \frac{3}{2}H_0 + \frac{B}{2A}H_0^2\right)} \quad \cdots\cdots (1\cdot2\cdot6)$$

この式はSt．Venant[18]の式といわれる．

本論で取り扱うような，矩形断面水路の静水中を伝播する正の段波の場合は

$$A = B \cdot h, \quad e = \frac{1}{2}H_0, \quad U = 0$$

とすればよく，したがって式（1・2・6），式（1・2・5）よりC_sと$\triangle U$はおのおの次式で与えられる．

$$C_s = \sqrt{gh\left(1 + \frac{3}{2}\left(\frac{H_0}{h}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{H_0}{h}\right)^2\right)} \quad \cdots\cdots (1\cdot2\cdot7)$$

$$\triangle U = C_s \cdot \left(\frac{H_0}{h + H_0}\right) \quad \cdots\cdots (1\cdot2\cdot8)$$

これが矩形断面水路の静水中へ伝播する理想段波の波速と流速を与える式である．

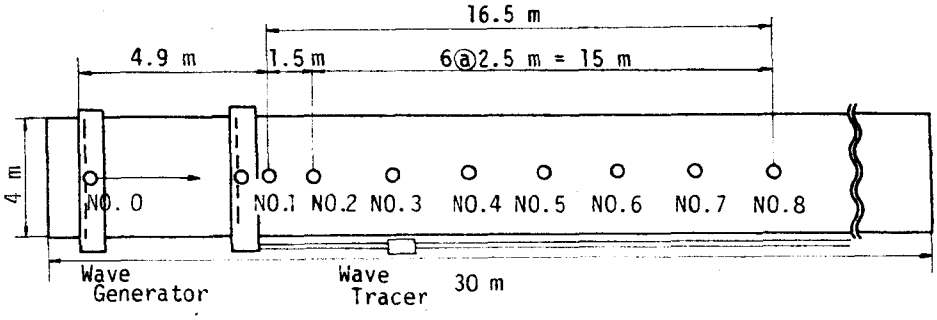
第2節　段波の変形に関する水理実験

2－1　実験装置と実験方法

2－1・1　実験装置

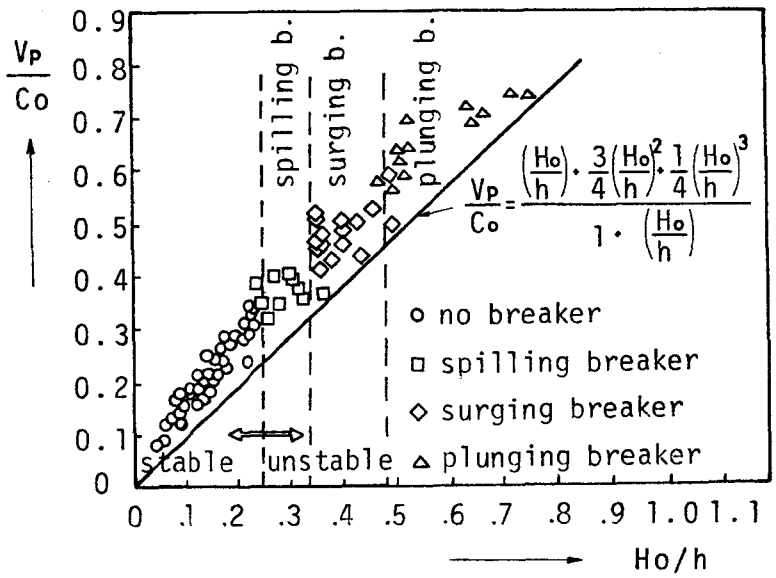
用いた水槽は図－1・2・2に示す30m×4m×0.5m の鋼製水平床水路である．また造波機としてはピストン型造波機を用いたが，この造波機は水路両側壁の外側に設置されたレール上を移動するよう設計してある．なお理想段波に近い波形を作るには大きな加速度でピストンを始動しなければならず，本実験では最大加速度を3.5 cm/sec^{2}としている．発生段波波高H_0とピストンの速度V_pは第1節で述べたようにつぎの式（1・2・9）

$$\frac{V_p}{C_0} = \frac{(H_0/h)\{1+(3H_0/4h)+(H_0^2/4h^2)\}}{\{1+H_0/h\}} \quad \text{----------} (1\cdot2\cdot9)$$



図－1・2・2　実験装置

の理論関係があるが，図－1・2・3に示すように所要の段波を作るには理論値より僅かに大きな速度でピストンを動かす必要がある．なお，$C_0=\sqrt{gh}$である．これはピストンで与えられるエネルギーがそのまま完全に流体に伝達されないためと考えられる．一方水面の時間波形は電気抵抗線式水位計で計測し，



図－1・2・3　Piston 速度V_pと発生段波波高H_0との関係

これと並行して16mm高速シネカメラで砕波瞬時の波形を計測する.

2－1・2　実験方法

発生波は図－1・2・2に示す位置に設置したNo．0～No．8の9個の電気抵抗線式波高計で計測し，記録は全て電磁オシログラフで行なう．なお波高計No．0はピストン直前面にとりつけてあり，ピストンとともに移動する．水深hは最低水深を9 cmとし，ほぼ2 cm間隔で深くし，31 cmまでの範囲を対象として各水深ごとにピストン速度を6～10種類変化させて実験を行なう．なお，実験諸元を示すと表－1・2・1のようである．

表－1・2・1　　実　験　諸　元

記　　号	数　　値
静　水　深　：　h（cm）	9.0　～ 31.0
理想段波相対波高：H_0 / h	0.044 ～　0.752
波　形　勾　配　：　η / L	0.009 ～　0.034
周　期　：　T（sec）	0.30　～　1.61

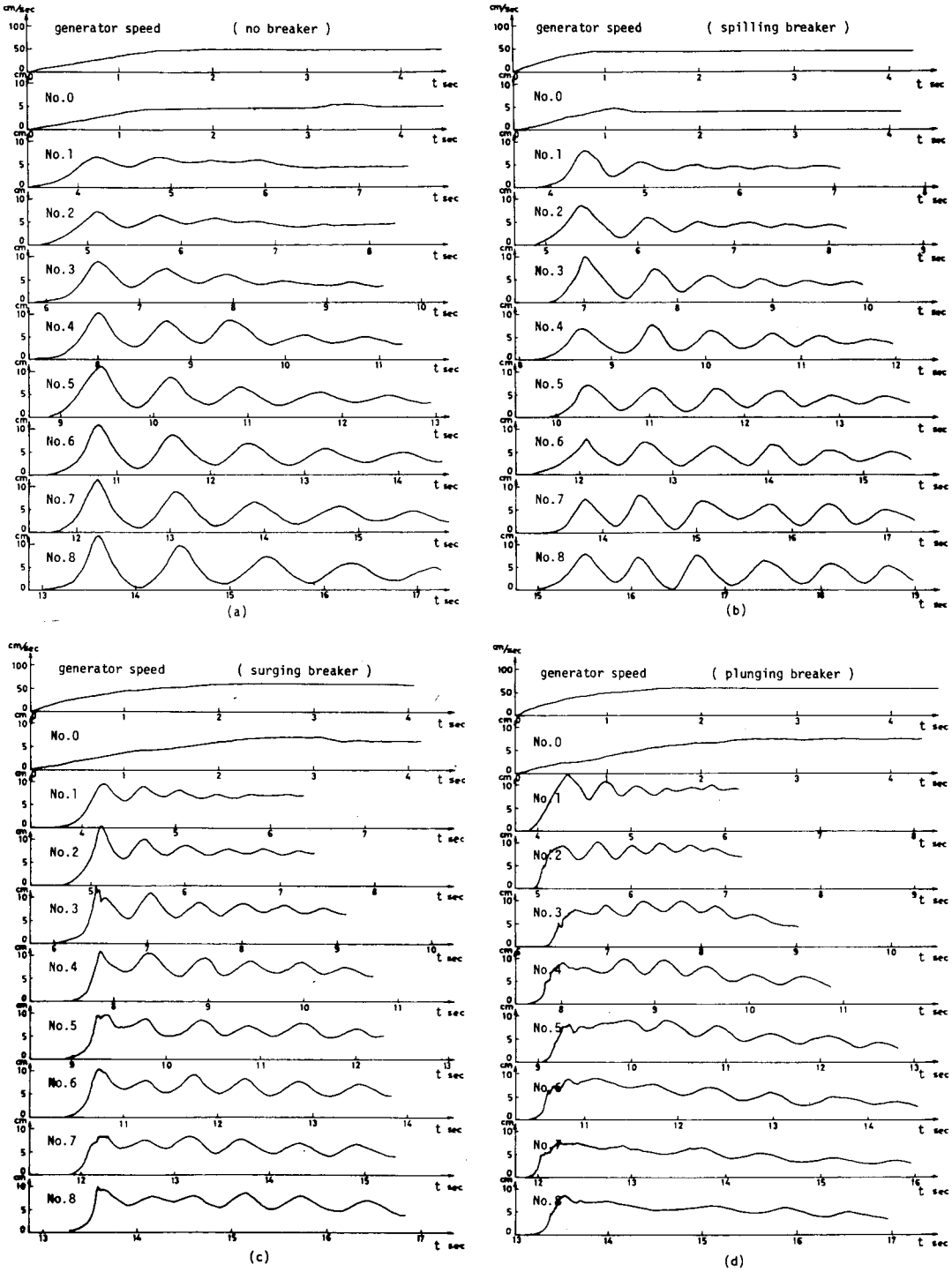
2－2　分散波の形態

分散波の波形は，図－1・2・4にその一例を示すように，砕波しないもの，spilling型砕波，surging型砕波，plunging型砕波をするものの4つに分類され，16mmの写真解析によればその区分は理想段波の相対波高H_0/hのみで以下のように決定される．

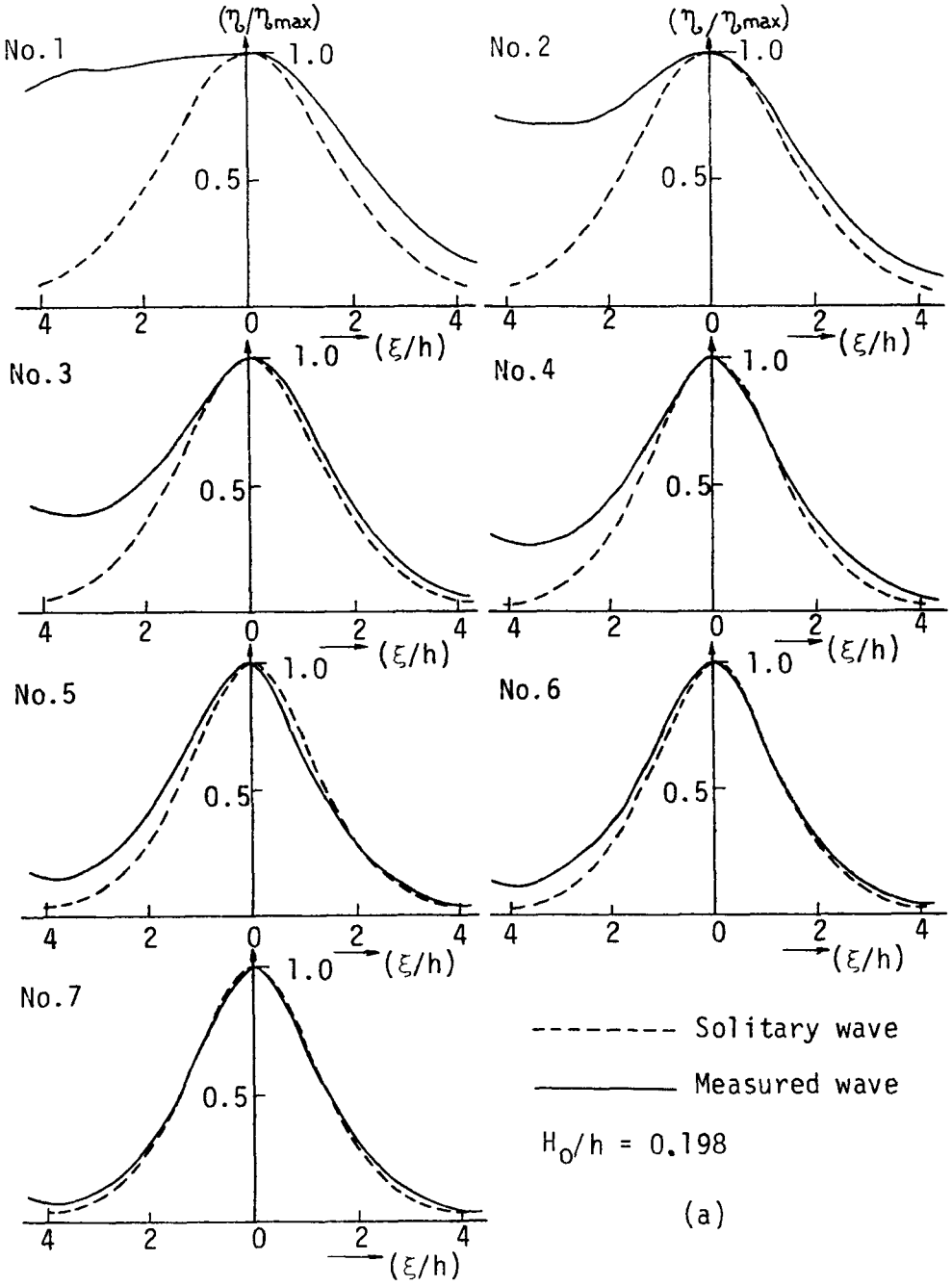
$H_0/h < 0.25$ ；砕波しない　　；安定波

$0.25 < H_0/h \leqq 0.33$ ；spilling 型砕波
$0.33 < H_0/h \leqq 0.47$ ；surging 型砕波　；不安定波
$0.47 < H_0/h$ ；plunging 型砕波

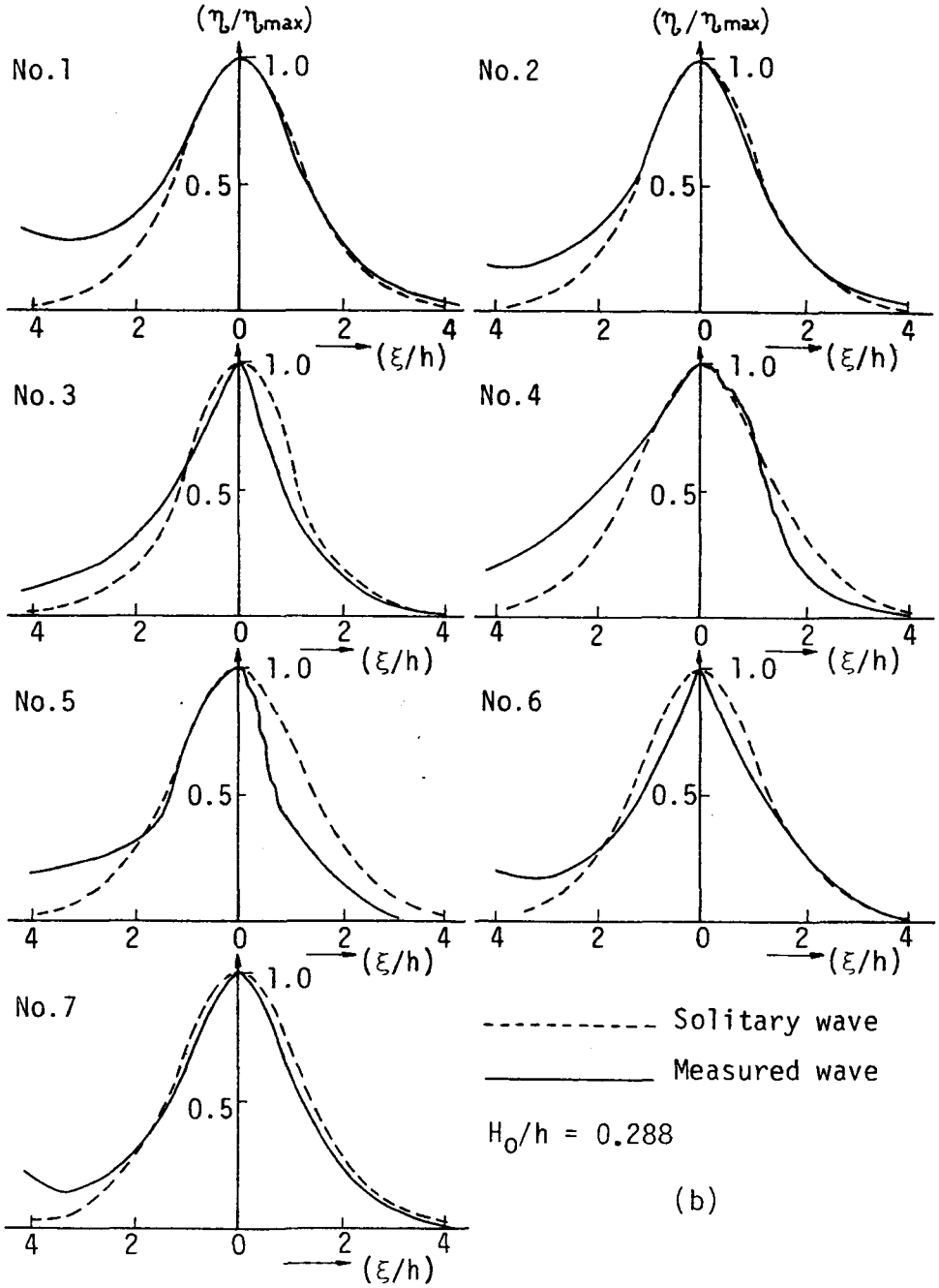
まず，砕波する場合の砕波型について考えてみよう．spilling型砕波とは波頂を通る鉛直軸に対称な波形を保ちつつ波頂がcusp状になりその尖角がほぼ120°(stokes[20])で砕波するもので，砕波により生起した気泡は波の進行にともない消滅し，波形は再び整正になる．



図－1・2・4　観測波形の一例



図－1・2・5(a)　計測波形と孤立波形の比較の一例



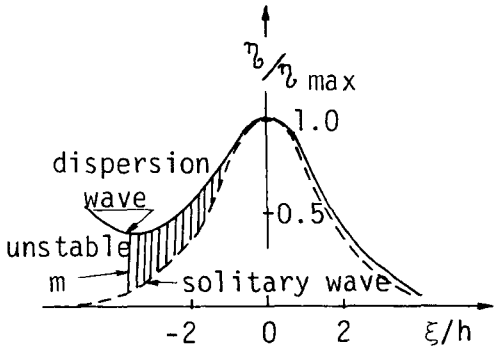
図－1・2・5(b)　計測波形と孤立波形の比較の一例

surging 型砕波とは前述の spilling 型砕波と後述の plunging 型砕波の中間に位置するもので，波先の立ち上りが強く，波頭部で弱い巻込みがみられる．砕波により生じた気泡は波頂部前面に保存され後続波は砕波による擾乱の影響を若干うける．この型の段波は Sandover－Zienkiwicz の観測した breaking surge に相当するものである．

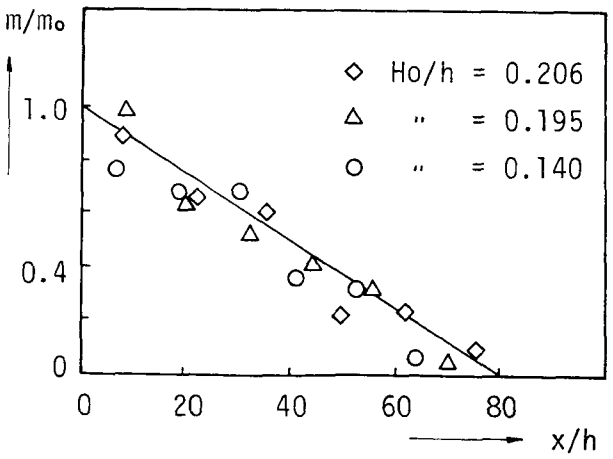
plunging 型砕波とは波先部が急激な立ち上りをみせ，激しく巻き込みながら砕波する．生じた気泡は波前面部に保存され，波の進行にともない砕波のため後続分散波が逐次消滅していき，間もなく Sangover－Zienkiwicz の観測した steep fronted surge になっていく．

一方，図－1・2・4によれば，砕波しない分散波列は，波の進行につれて規則正しい分散波列への成長が認められる．このうち分散第1波と孤立波の波形[19]と比較した一例を示した図－1・2・5(a)によれば，分散第1波は伝播に伴い孤立波の波形に逐次変形されこのまま保存波へ移行するものと考えられる．なお，同図では実線は分散第1波の波形，破線が孤立波の波形として示されている．

そこで，これを定量的に示すために，図－1・2・6に示す分散波形と，同じ波高を有する孤立波の間の斜線で示した偏差部分の面積（分散波の波峰と波谷の間の領域に相当する）を不安定量mと定義し，波の進行にともなうmの変化を示したのが図－1・2・7である．同図よりm/m。が伝播につれて0に近づく事から逐次孤立波（保存波）へ移行して，静水深のほぼ80倍の伝播距離以上では保存波の領域に入ってしまうと考えてよかろう．なお図－1・2・7のm。は波高計No．1でのmの値である．



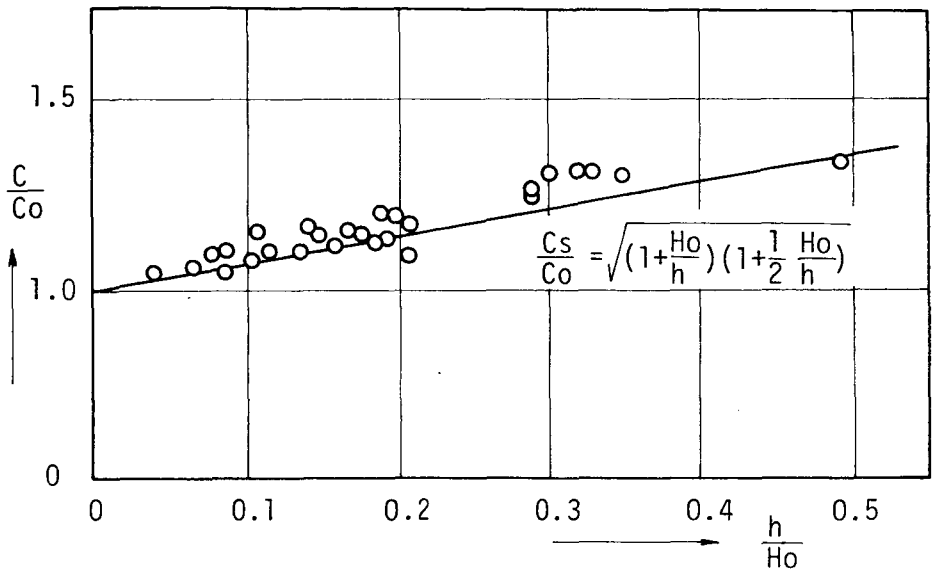
図－1・2・6　不安定量mの定義



図－1・2・7　波の伝播にともなうmの変化

2－3　分散波の伝播速度

波速は水路に設置された2組の波高計により記録された波の通過時間から求めた．実験によると図－1・2・8に示すように実験値はC_s/C_0の直線にほぼ一致することから，分散第1波の波速と理想段波の波速はほぼ等しいことが判明した．また，後続波の波速は表－1・2・2に示すように，第1波の波速と等しいと考えてよく，分散波群は分散第1波の波速で伝播するといえる．なお，伝播速度の定義として，波の位相の伝播する速度と，ある断面より前方の波の容量が常に等しくなるような断面の移動速度の二つが用いられているが，本実験では両者の差異はほとんど認められていない．



図－1・2・8　理想段波の伝播速度C_sと分散波の伝播速度Cの関係

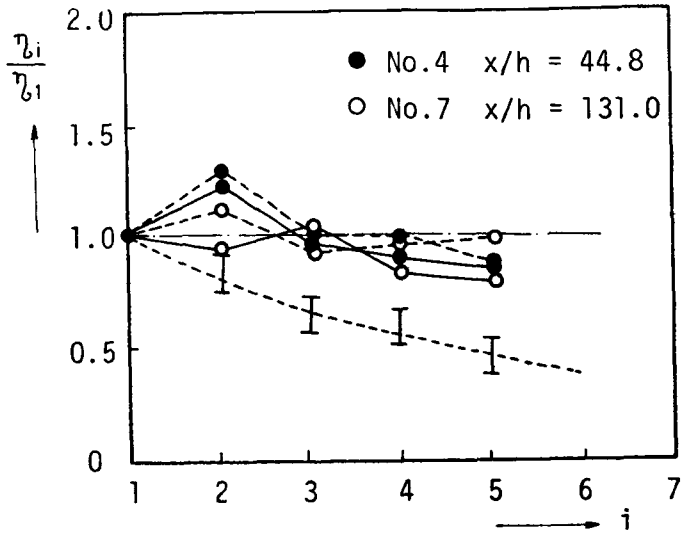
2－4　分散波の波高及び波長

分散素波の波高分布を図－1・2・9に示す．なお，同図のiは図－1・2・10に示すようにi＝1は分散第1波，i＝2は第2波，i＝3は第3波を示す

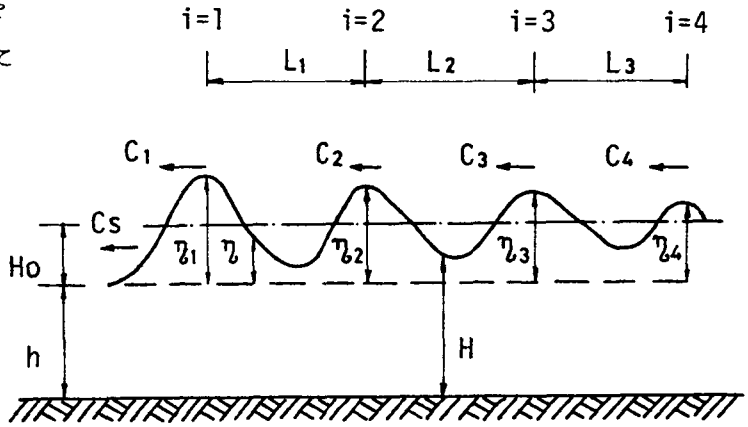
表－1・2・2　分散波の波速

$C_2 = 0.992\ C_1$	$C_3 = 0.976\ C_1$
$C_4 = 0.963\ C_1$	$C_5 = 0.953\ C_1$

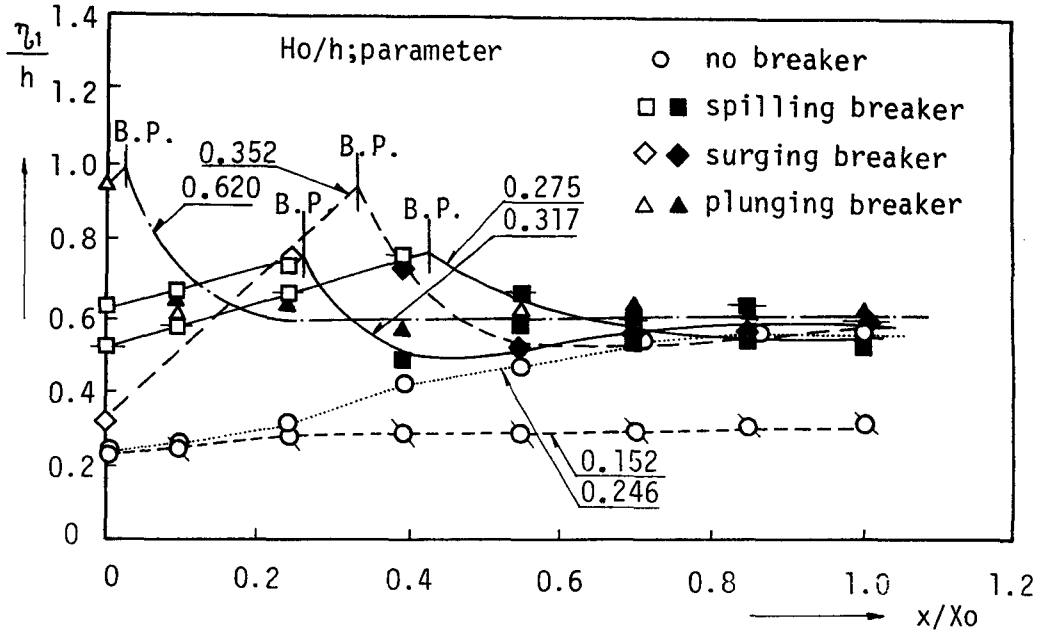
ものである．砕波しないものについては，その分布は相対波高にはほぼ関係なく平均傾向を点線で示した図示の範囲内にちらばり，後続波ほど波高が小さい．砕波するものについては実験値の散乱は大きいが，ここで注目すべきことは，砕波後の遷移過程では分散第2波，第3波の波高が一時的に高くなる事であって，その一例として波高計No.4，No.7での波高分布を同時に示した．このように後続波が一時的に高くなるのは，第1波が砕波によりエネルギーを損失するため波高が低減し，過渡的に第2波の波高の方が大きくなる．このため第2波から第1波へ質量輸送が起こり（そのために第1波の谷が埋められる．図－1・2・4参照），この輸送分だけ第2波の波高が低減しこのため場合によって第3波が大きくなるものと推察される．伝播にともなう分散第1波の波高変化は図－1・2・11に示すように砕波しないものについてはゆるやかに波高が増大し前述のようにこのまま安定状態に移行していくものと考えられる．なお，図－1・2・11のX_0は波高計No.1からNo.8までの距離を示すものであり，Xは No.1からの距離を示す．砕波するものについては砕波点にいたるまで図－1・2・12に



図－1・2・9　分散波の波高分布

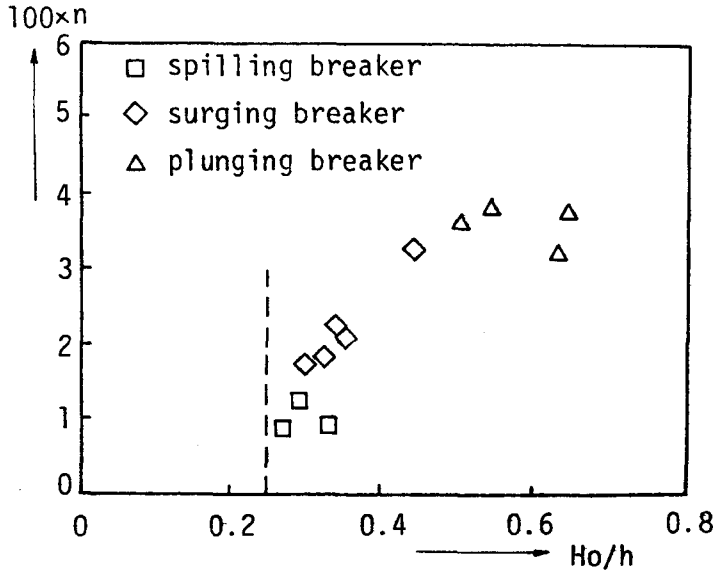


図－1・2・10　記号の説明



図－1・2・11　伝播にともなう分散第1波の波高変化

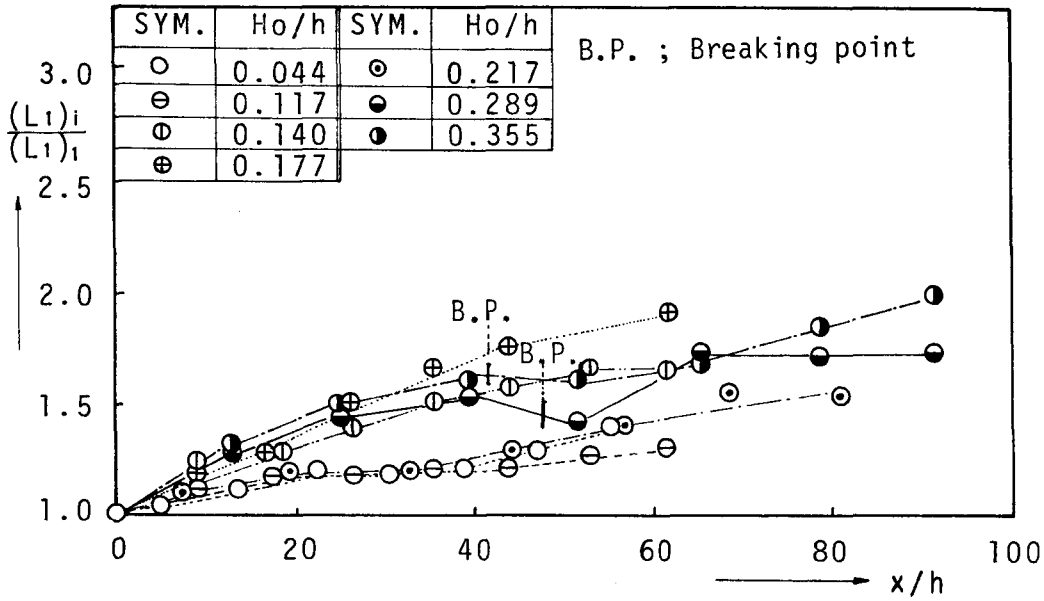
示すようにplunging型，surging型，spilling型の順で急激な波高の増大があり，砕波後は一時波高が著しく減少しその後は再び大きくなっているが，進行にともなう変化は極めて小さい．なお，図－1・2・12の波高増加率 $n = d\eta/dx$ は波高計No.1よりピストン側へ1^{m}離れた分散波がほとんど形成されていない位置での分散第1波の波高と砕波時の



図－1・2・12　波高増加率

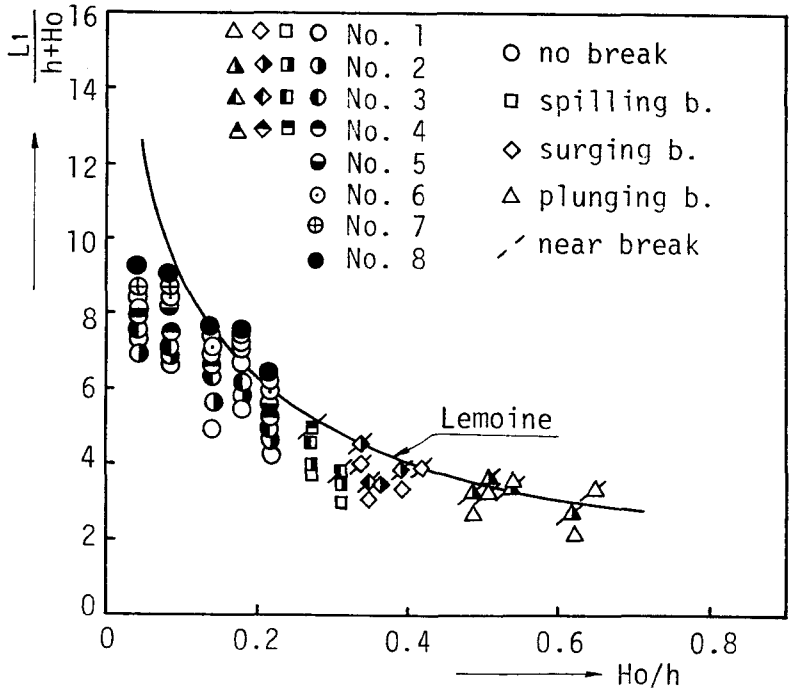
波高を直線で結んだ場合の勾配を示すものである.

波長については図－1・2・13にその1例として示すように砕波しない場合は



図－1・2・13　波の伝播にともなう分散第1波の波長変化

波の進行にともない漸次長くなっていくが，砕波後の遷移過程では複雑な挙動を示し，分散第1波の波長は一時減少し砕波前より小さくなる．また波長の分布を段波相対波高で示すと図－1・



図－1・2・14　分散波の波長と段波波高との関係

2・14 のようになり，段波の相対波高H_0/hと分散波の波長の大きさは反比例し，段波の相対波高が大きくなれば波長が短くなる事が認められる．なお，かなり熟成した波に対しては同図に示したLemoine の値が比較的よい近似を与えている．なお，**図－1・2・13** の縦軸の添字 i は**図－1・2・2** に示す波高計の番号を示すものである．

第3節　分散波の分散機構

3－1　理論解析

前節の**図－1・2・8** で示したように，分散波の伝播速度はほとんど段波の伝播速度に等しい事が実験的に確認されている．この事実にもとづき以下の解析を行なう．

分散波を波頂曲率を考慮すべき有限振幅長波であると見なせば，その伝播速度は Boussinesq[21] によれば，つぎのようである．

$$C=\sqrt{gh}\ \left\{1+\frac{3}{2}\left(\frac{\eta}{h}\right)+\frac{h^2}{3\eta}\left(\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}\right)\right\}^{1/2} \quad \cdots\cdots (1\cdot2\cdot10)$$

一方，長方形断面水路における理想段波の伝播速度C_sは式（1・2・7）で示したように

$$C_s=\sqrt{gh}\left\{1+\frac{3}{2}\left(\frac{H_0}{h}\right)+\frac{1}{2}\left(\frac{H_0}{h}\right)^2\right\}^{1/2} \quad \cdots\cdots (1\cdot2\cdot11)$$

で与えられる．ただし，ηは分散波の静水面からの高さ，xは水平方向の距離である．前述の知見から式（1・2・10）と式（1・2・11）を等置すると次式を得る．

$$\frac{3}{2}\left(\frac{\eta}{h}\right)+\frac{h^2}{3\eta}\left(\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}\right)=\frac{3}{2}\left(\frac{H_0}{h}\right)+\frac{1}{2}\left(\frac{H_0}{h}\right)^2 \quad (\equiv \mathrm{const.}) \cdots (1\cdot2\cdot12)$$

式（1・2・12）の右辺はηに関係せず，したがって分散波の相対波高の項と曲率項との和が保存されることになる．式（1・2・12）式を満しながら段波の分散が行なわれるので，**図－1・2・15**(a)に示す段波の肩A点では$(\partial^2\eta/\partial x^2)_A<0$であり，式（1・2・12）より$(\partial^2\eta/\partial x^2)_A<0$の効果を打ち消すため正の$\eta$が現われ，ついで盛り上り部分と段波背面との接合部Bでは$(\partial^2\eta/\partial x^2)_B>0$であるから式(1・2・12)より$(\partial^2\eta/\partial x^2)_B>0$を消すため$\eta$が減少し$\eta<H_0$となり(c)に点線で示す状態となる．この過程のくり返しにより，要するに曲率項が伝達項として作用して段波の分散が行なわれるものと考える．

式（1・2・12）を変形すると，

$$\left(\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}\right)=\frac{3}{2}\ \frac{\eta H_0}{h^3}\left\{3\left(1-\frac{H_0}{h}\right)+\frac{H_0}{h}\right\} \quad \cdots\cdots (1\cdot2\cdot13)$$

となり，分散波の波頂では

$$\left(\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}\right)<0\ ,\ \text{または}\quad \frac{\eta_{crest}}{H_0}>1+\frac{1}{3}\left(\frac{H_0}{h}\right) \quad \cdots\cdots (1\cdot2\cdot14)$$

波谷では，

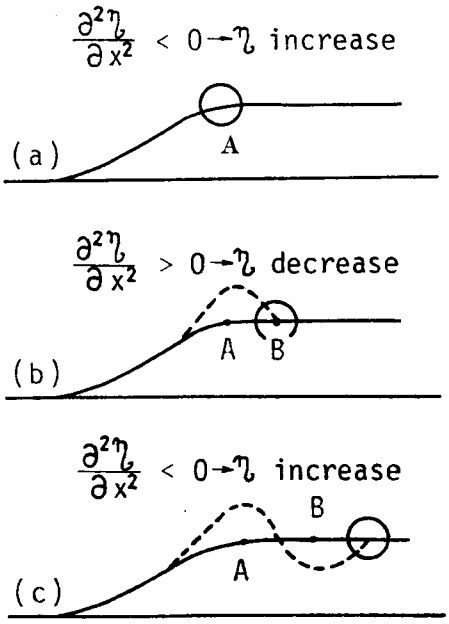
$$\left(\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}\right)>0\ ,\ \text{または}\quad \frac{\eta_{trough}}{H_0}<1+\frac{1}{3}\left(\frac{H_0}{h}\right) \quad \cdots\cdots (1\cdot2\cdot15)$$

となる．式（1・2・14），式（1・2・15）はおのおの分散波の峰と谷の存在を与えるものである．

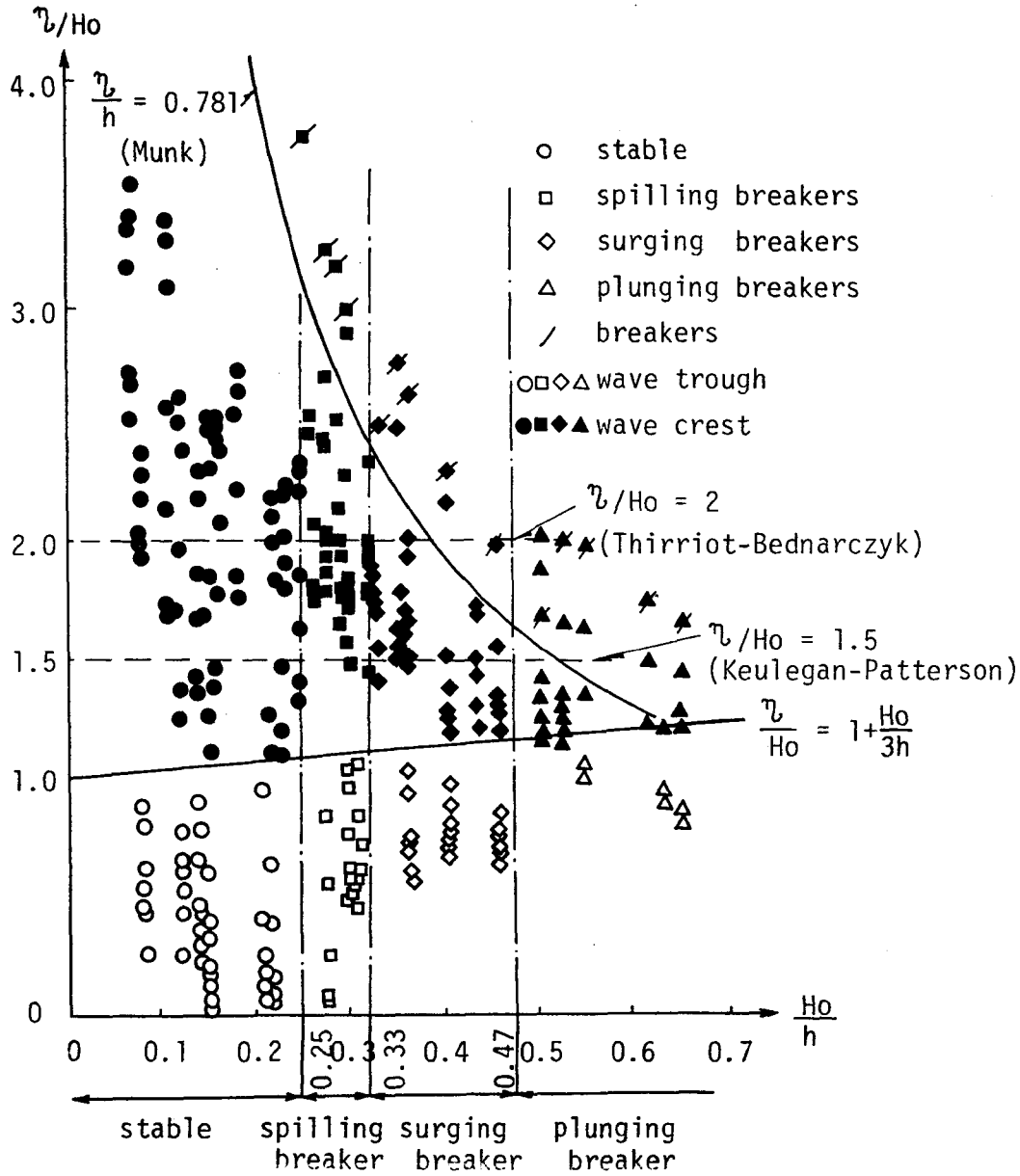
3－2　水理実験による検証

図－1・2・16 は遷移過程での波高分布を示したもので，同図には上述の解析値 $\eta/H_0=1+\frac{1}{3}(H_0/h)$ の値が同時に示されている．また同図に示した砕波時の波高は全て 16 mm シネカメラの高速撮影（64コマ/sec）の写真解析により読みとられたものである．

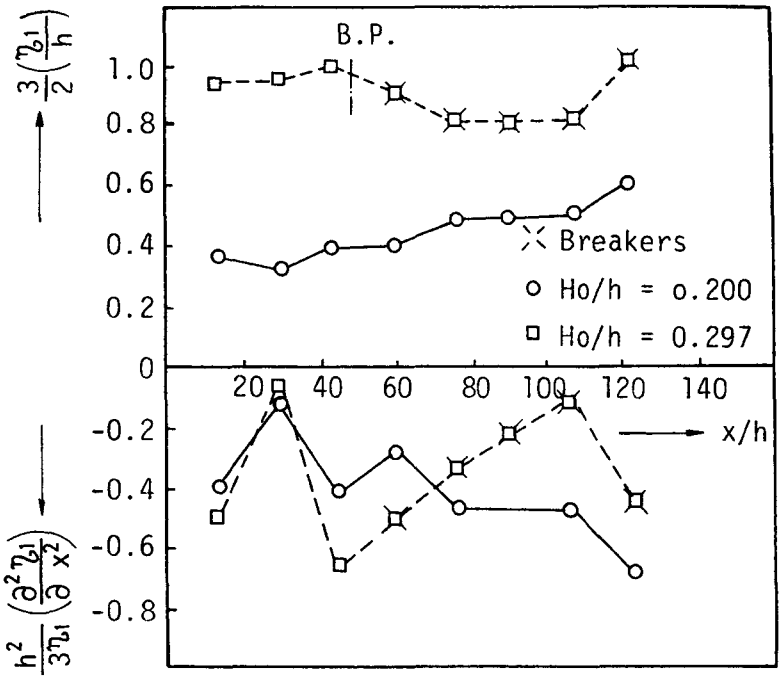
同図によれば，遷移過程での分散波の波峰と波谷の実験値の存在範囲はおのおの式（1・2・14）と式（1・2・15）の理論曲線で規定されることが明らかであり，遷移過程では



図－1・2・15　分散機構の説明図

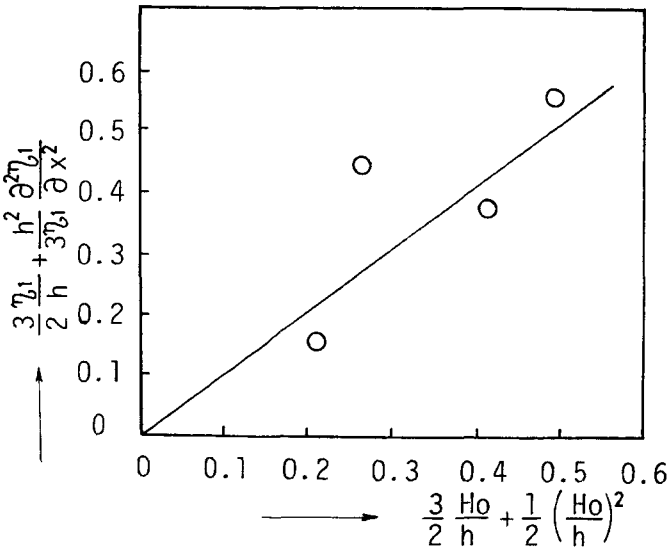


図－1・2・16　分散波の波高分布と砕波型式の分類



図－1・2・17　波の伝播にともなう分散第1波の波高と曲率の関係

Keulegan-Pattersonあるいは Thirriot-Bednarczyk が指摘したような $\eta_1/H_0=3/2$ あるいは $\eta_1/H_0=2.0$ のような一定の値をとらない．さらに，図－1・2・17に示すように，砕波の有無にかかわらず曲率の増減にともない波高の増加が認められ，波高の増大はほぼ，式（1・2・12）を満しながら行なわれていくことが図－1・2・18からも明らかである．なお図－1・2・18の縦軸の値は



図－1・2・18　波高と曲率の関係

各波高計において差異がほとんどないため，波高計No．1～No．7での値を平均したものである．したがって，このことは波面の曲率項が伝達項として作用することにより段波の分散が行なわれることを示しており，3－1の解析の妥当性が水理実験により検証されたことは明白である．

第4節　分散波の変形機構

前節では段波の分散は波面曲率が伝達項として作用することにより生ずることを示し，分散波の波峰と波谷の存在する範囲を示した．ここではBroer[22]の理論を若干修正し遷移過程での分散波の波動式を導き，分散波の変形過程を明らかにする．

4－1　理論解析

流れを二次元で，非圧縮性，非回転，非粘性とする．いま速度ポテンシアルをΦとすると，非回転運動に対してはΦはLaplaceの式を満す．

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \qquad (1\cdot2\cdot16)$$

境界条件として，自由表面ではdynamic　conditionとkinematic　conditionを考える．つまり

$$gh - \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right)^2\right] = gh_0 \qquad (1\cdot2\cdot17)$$

$$\text{for } z = h(x, t)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial \Phi}{\partial x}\cdot\frac{\partial h}{\partial x} = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} \qquad (1\cdot2\cdot18)$$

$$\text{for } z = h(x, t)$$

一方，水底ではkinematic　conditionを考える．

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \qquad (1\cdot2\cdot19)$$

$$\text{for } z = 0$$

したがって，境界条件式（1・2・17）～式（1・2・19）を満すように式（1・2・16）の解を求めることになる．いま速度ポテンシアルΦが考えている領域でx，zに関して

解析可能とする．そして水底での速度ポテンシアルをϕ_0とすると，式（1・2・16）と式（1・2・19）を満す速度ポテンシアルΦはつぎの式（1・2・20）で与えられる．

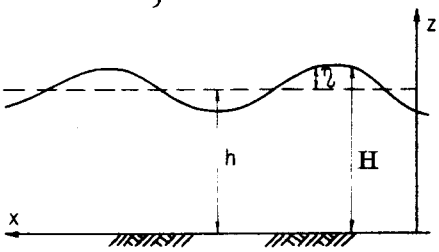
$$\Phi = \phi_0(x, t) - \frac{z^2}{2!}\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial x^2} + \frac{z^4}{4!}\frac{\partial^4 \phi_0}{\partial x^4} + \cdots\cdots \quad (1・2・20)$$

なお，**図－1・2・19**に示すように，h：静水深，H：水底から波表面までの水深，η：波形，x：水平方向距離，z：水底を原点とし鉛直上向を正とする鉛直方向距離，t：時間を示す．

つぎに，

$$\left.\begin{aligned} &x^* = x/h\ ,\ z^* = z/h\ ,\ t^* = t\sqrt{\frac{g}{h}}, \\ &1+\eta^* = H/h\ ,\ \eta^* = \eta/h\ ,\ \phi_0^* = \phi_0/h\sqrt{gh} \end{aligned}\right\} \cdots\cdots \quad (1・2・21)$$

の変数変換を行ない，次元量を無次元表示に直し，式（1・2・20）を式（1・2・17）と式（1・2・18）に代入して整理して高次の微小項を省略すると，おのおの式（1・2・22）と式（1・2・23）をうる．



図－1・2・19　記号の説明

$$\eta^* - \frac{\partial \phi_0^*}{\partial t^*} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \phi_0^*}{\partial x^*}\right)^2 + \frac{1}{2}\frac{\partial^3 \phi_0^*}{\partial x^{*2}\partial t^*} = 0 \quad \cdots\cdots \quad (1・2・22)$$

$$\frac{\partial \eta^*}{\partial t^*} - \frac{\partial^2 \phi_0^*}{\partial x^{*2}} - \left[\eta^*\frac{\partial^2 \phi_0^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial \eta^*}{\partial x^*}\cdot\frac{\partial \phi_0^*}{\partial x^*}\right] + \frac{1}{6}\frac{\partial^4 \phi_0^*}{\partial x^{*4}} = 0 \quad \cdots\cdots \quad (1・2・23)$$

式（1・2・22）と式（1・2・23）を満す解は非線型項と分散項の大小関係により左右されるが，本論で取り扱う段波の分散波は両方の項が同程度に影響するため，両方の項を同時に考えなければならない．

まず，第1近似として，分散項が非線型項に比して無視できるものとすると，式（1・2・22）と式（1・2・23）はおのおの式（1・2・24），式（1・2・25）となる．なお式（1・2・24）はx^*について1回偏微分して求められたものである．

$$\frac{\partial \eta^*}{\partial x^*} + \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} = 0 \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 2 \cdot 24)$$

$$\frac{\partial \eta^*}{\partial t^*} + \frac{\partial}{\partial x^*} \{ (1+\eta^*) \ u^* \} = 0 \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 2 \cdot 25)$$

さらに，上式で非線型項を省略して線型項のみ採用すると，xの正方向のみに移動する波に対して第1近似解としてつぎの式（1・2・26）をうる．

$$\left. \begin{aligned} &\eta^* = u^* \\ &\frac{\partial \eta^*}{\partial x^*} + \frac{\partial \eta^*}{\partial t^*} = \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial u^*}{\partial t^*} \end{aligned} \right\} \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 2 \cdot 26)$$

この第1近似解の式（1・2・26）を式（1・2・22）と式（1・2・23）に代入し，式（1・2・22）についてはx^*で両辺を1回偏微分すると，おのおの式（1・2・27）と式（1・2・28）をうる．

$$\frac{\partial \eta^*}{\partial x^*} + \frac{\partial u^*}{\partial t^*} = -\frac{\partial}{\partial x^*}\left(\frac{u^{*2}}{2}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^3 u^*}{\partial x^{*2} \cdot \partial t^*}\right) \quad \text{---------} \quad (1 \cdot 2 \cdot 27)$$

$$\frac{\partial \eta^*}{\partial t^*} + \frac{\partial u^*}{\partial x^*} = -\frac{\partial}{\partial x^*}(\eta^* \ u^*) + \frac{1}{6}\left(\frac{\partial^3 u^*}{\partial x^{*3}}\right) \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 2 \cdot 28)$$

式（1・2・26）と式（1・2・27），式（1・2・28）より，さらに非線型項と分散項を同時に含む第2近似解として次式を得る．

$$\frac{\partial \eta^*}{\partial t^*} + \frac{\partial \eta^*}{\partial x^*} + \frac{3}{2} \eta^* \frac{\partial \eta^*}{\partial x^*} - \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \eta^*}{\partial x^{*2} \partial t^*} = 0 \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 2 \cdot 29)$$

この式はxの正方向のみに移動する分散波の波動式であり，本論で取り扱う分散波の基本式となる．なおこの式はK－d－V[23]の方程式と一致している．

4－2　数値計算による解析

4－2・1　数値計算方法

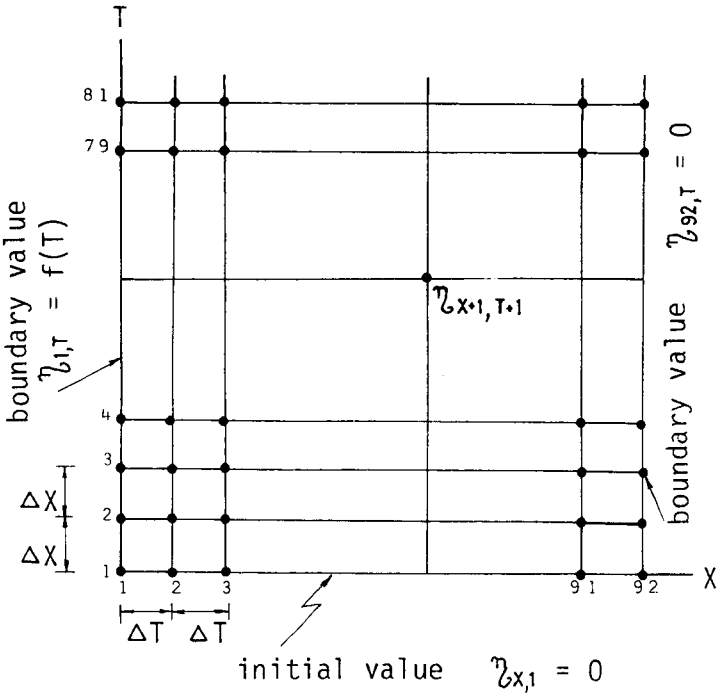
前節で誘導した式（1・2・29）は非線型方程式であるため，その解を解析的に求める事は極めて困難である．したがってここでは式（1・2・29）を有限差分法により差分化して，初期値，境界値問題として数値計算によりその解を求める．式（1・2・29）を時間に関して前進差分，場所に関して中心差分を用いて差分化すると，次式をうる．

$$\frac{1}{\triangle T}(\eta_{x+1,T+1}-\eta_{x+1,T})+\left(1+\frac{3}{2}\eta_{x+1,T}\right)\left(\frac{\eta_{x+2,T+1}-\eta_{x,T+1}+\eta_{x+2,T}-\eta_{x,T}}{4\triangle X}\right)$$

$$-\frac{1}{6(\triangle X)^2\triangle T}(\eta_{x+2,T+1}-2\eta_{x+1,T+1}+\eta_{x,T+1}-\eta_{x+2,T}+2\eta_{x+1,T}-\eta_{x,T})=0 \qquad \text{----------}(1\cdot2\cdot30)$$

ただし，上式では記号の煩雑を避けるため記号の右肩の＊印は省略して示してあり，以後＊印を用いないこととする．また式（1・2・30）で添字Xは場所，Tは時刻を示し，△X，△Tはおのおの場所と時間の差分を意味する．

図－1・2・20 に示すように，本論ではT＝1で初期値 $\eta_{x,1}$，（X＝1，2，3，…，n），X＝1とnで境界値 $\eta_{1,T}$（T＝1，2，3，…，m），$\eta_{n,T}$（T＝1，2，3，…，m）を与えて，式（1・2・30）より，Implicit な方法，つまり，連立方程式を解き，$\eta_{x,T}$ の値を $2\leqq X\leqq n-1$，$2\leqq T\leqq m$ に対して求める．その計算方法はまず，T＝2について式（1・2・30）より（n－2）元連立方程式を作りその解 $\eta_{x,2}$，（X＝2，3，…，n－1）を求める．つぎに

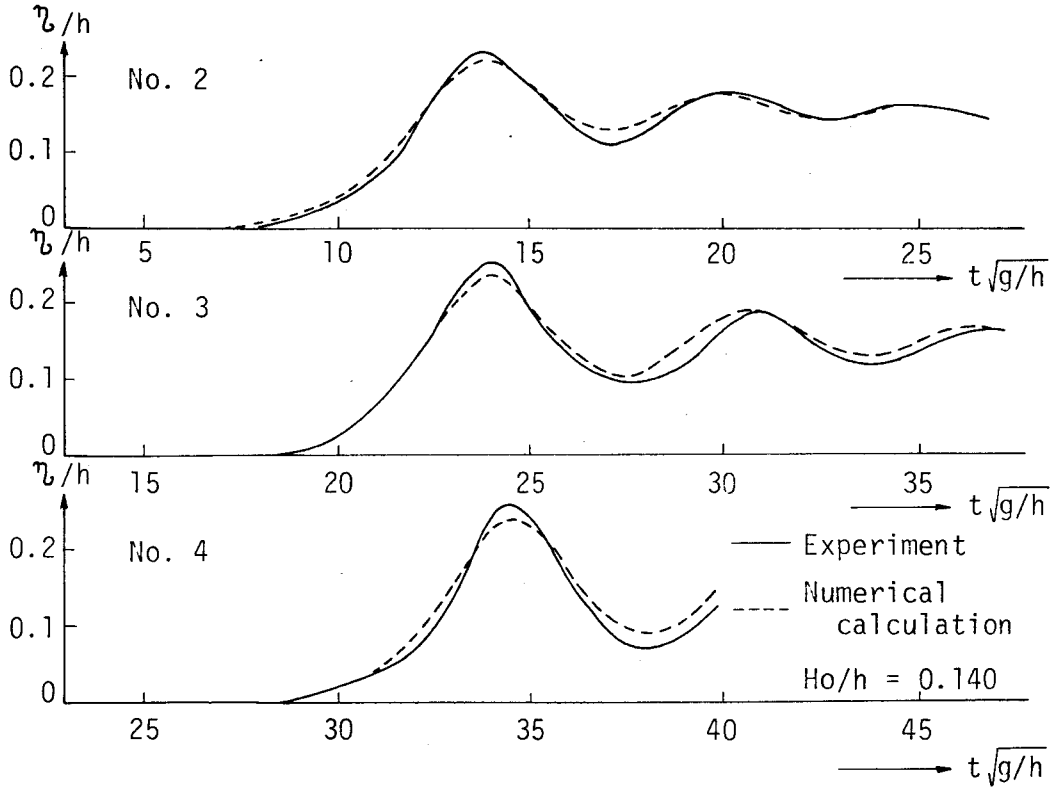


図－1・2・20　初期値，境界値と所要解

この得られた値$\eta_{x,2}$を用いてT＝3について再び式（1・2・20）より（n－2）連立方程式を作りその解$\eta_{x,3}$（X＝2，3，4，…，n－1）を求め，以後T＝mまで同様の操作をくり返し時間Tに関して逐次近似法(step by step method)で所要の解$\eta_{x,T}$（2≦X≦n－1，2≦T≦m）を求める．いうまでもなく，こういった差分計算では計算にともない打切り誤差，丸め誤差などが累積し正確な解が得られないおそれがあるため，差分△X，△Tはできるだけ小さい方が望ましい．著者は予備計算を行ない，△X＝△T＝0.2とすれば充分解の収斂性がある事を確認したため，次に示す計算は全て△X＝△T＝0.2として行なっている．

4－2・2　数値計算値と水理実験値との比較

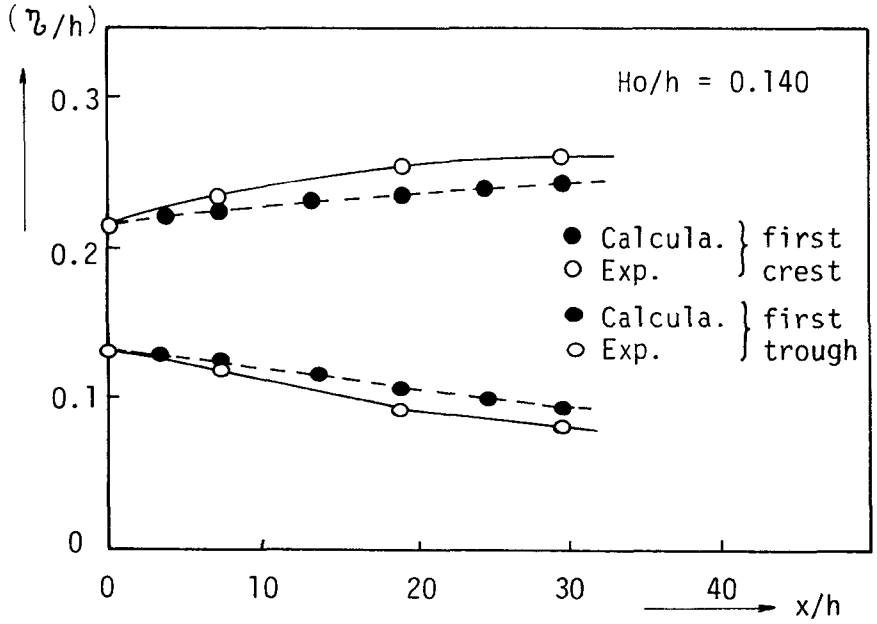
静水域へ伝播する波を対象にしているため，計算は初期値$\eta_{x,1}=0$，境界値$\eta_{1,T}$として波高計No．1で記録された時間波形，$\eta_{n,T}=0$を与えて，波高計No．4までの水面波形を求めたが，その計算波形と水理実験波形との比較の一例を図－1・2・21に示す．



図－1・2・21　観測波形と数値計算波形との比較の一例

同図に示すように，計算波形と実測波形がきわめてよく一致しているが，図－1・2・22に示すように，分散第1波の計算波峰は観測波より小さく，逆に波谷は観測波より大きくなっている．このようにわずかであるが両者に差異がある原因の一つとしては式（1・2・29）の近似解の精度にあるものと思われ，さらに高次項を含む場合にはさらに観測波形に近づくものと考えられる．

この計算により少くとも分散波形は波面曲率を考慮した式（1・2・29）で与えられることが明確になり，波面曲率は段波の変形に非常に重要な要素であることがこの事からも解明されたものといえる．なお，数値計算は全て大阪大学のNEAC 2200電子計算機で行なったものである．



図－1・2・22

分散第1波の峰と谷の高さに対する数値計算値と計測値との比較の一例

（$H_0/h = 0.140$ の場合）

第5節　分散波の砕波機構

5－1　理論解析

$H_0/h > 0.25$ の範囲では，分散波は不安定になり砕波することは既に本章の**第2節**で示した．そのうち，surging breaker と plunging breaker 型砕波は波先の立ち上りが

急激であることから，波先の不安定性，つまり，波先と静水面のなす角が90°になると砕けると仮定して解析することにより砕波地点，砕波波高などが精度高く求まるものと期待される．ここではstoker[24]の方法を拡張して砕波限界式の誘導を行なう．

開水路では運動方程式と連続式はおのおの次式で与えられる．

運動式：

$$2CC_x+U_t+UU_x-g(S-S_f)=0 \quad \text{----------} \quad (1\cdot2\cdot31)$$

連続式：

$$CU_x+2UU_x+2C_t=0 \quad \text{----------} \quad (1\cdot2\cdot32)$$

ただし，上式で$C=\sqrt{gH}$，$S_f=N^2U|U|/R^{4/3}$，N：マニング粗度係数，H：水底からの水位，R：径深，S：水路勾配，U：流速であり，添字のxとtはおのおの場所と時間に関する偏微分を示す．

いま，平均流速をx方向にU_0とし，$\xi=x$，$\tau=(U_0+C_0)t-x$，$C_0=\sqrt{gh}$，（hは静水深）とおき，さらにU及びCをτに関する摂動解として次式のように仮定する．

$$U=U_0+U_1(\xi)\tau+U_2(\xi)\tau^2+U_3(\xi)\tau^3+ \quad \text{----------} \quad (1\cdot2\cdot33)$$

$$C=C_0+C_1(\xi)\tau+C_2(\xi)\tau^2+C_3(\xi)\tau^3+ \quad \text{----------} \quad (1\cdot2\cdot34)$$

これらを式（1・2・31）式（1・2・32）に代入してτ^2の項まで採用して整理すると，

$$C_0(U_1-2C_1)+\left\{2C_0\left(\frac{dC_1}{d\xi}-2C_2\right)-2C_1^2+U_0\frac{dU_1}{d\xi}-U_1^2+2C_0U_2\right\}\tau$$

$$+\left\{2C_0\frac{dC_0}{d\xi}+2C_1\frac{dC_1}{d\xi}-4C_2C_1+U_0\frac{dU_2}{d\xi}+U_1\frac{dU_1}{d\xi}-3U_2U_1-6C_0C_3\right.$$

$$\left.-3U_0U_3+3(U_0+C_0)U_3\right\}\tau^2-g(S-S_f)=0 \quad \text{----------} \quad (1\cdot2\cdot35)$$

$$C_0(-U_1+2C_1)+\left\{2U_0\frac{dC_1}{d\xi}-3U_1C_1+C_0\left(\frac{dU_1}{d\xi}-2U_2\right)+4C_0C_2\right\}\tau$$

$$+\left\{2U_0\frac{dC_2}{d\xi}+2U_1\frac{dC_2}{d\xi}-5U_1C_2-4U_2C_1+C_0\frac{dU_2}{d\xi}-6U_0C_3+C_1\frac{dU_1}{d\xi}\right.$$

$$-3U_0C_3+6(U_0+C_0)C_3-3C_0U_3\}\tau^2=0 \quad \text{----------} (1\cdot2\cdot36)$$

式（1・2・35）と式（1・2・36）がτの値いかんにかかわらず，成立することから，τの0次の項，τの一次の項の係数，τ^2 の二次の項の係数が0にならなければならない．いまこのうち，τ^2 の項を微小項として考慮しないものとしてτの0次の項とτの一次の項の係数の二つを0と等置して変形すると次式を得る．

$$(U_0+C_0)\frac{dC_1}{d\xi}-3C_1^2+C_1gS\left(\frac{1}{U_0}-\frac{2}{3kC_0}\right)=0 \quad \text{----------} (1\cdot2\cdot37)$$

$$\left.\begin{array}{l} \text{なお，}\ k=1+\dfrac{2C_0^2}{gB},\ S=N^2g^{4/3}\cdot U_0^2\left\{\dfrac{1}{C_0^2}+\dfrac{2}{gB}\right\}^{4/3}\ \text{（矩形断面水路）} \\ B=\text{水路幅},\quad S_f=N^2g^{4/3}\cdot U|U|\left\{\dfrac{1}{C^2}+\dfrac{2}{gB}\right\}^{4/3}\ \text{（矩形断面水路）} \end{array}\right\}$$

$$\text{----------} (1\cdot2\cdot38)$$

である．

いま，式（1・2・37）を$\left(\dfrac{\partial C}{\partial\tau}\right)_{\substack{\tau=0\\ \xi=0}}=g\left(\dfrac{\partial H}{\partial\tau}\right)_{\substack{\tau=0\\ \xi=0}}\Big/2\sqrt{gH_{\substack{\tau=0\\ \xi=0}}}=C_1(0)$

の条件で解くと，つぎの解を得る．

$$C_1(\xi)=1\Big/\left(\frac{\alpha}{\beta}+Ke^{\beta\xi}\right) \quad \text{----------} (1\cdot1\cdot39)$$

ただし，

$$\left.\begin{array}{l} \alpha=\dfrac{3}{U_0+C_0},\ \beta=gS\left(\dfrac{1}{U_0}-\dfrac{2}{3kC_0}\right)\Big/(U_0+C_0) \\ K=\left\{\dfrac{2C_0}{g}\Big/\left(\dfrac{\partial H}{\partial\tau}\right)_{\substack{\tau=0\\ \xi=0}}\right\}-\dfrac{\alpha}{\beta} \end{array}\right\} \text{-------} (1\cdot1\cdot40)$$

である．

波面と擾乱のおよんでいない水面とのなす角をθ（図－**1・2・23**参照）とすれば，

$$\tan\theta=\left(\frac{\partial H}{\partial\tau}\right)_{\tau=0}=2C_0C_1(\xi)\Big/g \quad \text{----------} (1\cdot2\cdot41)$$

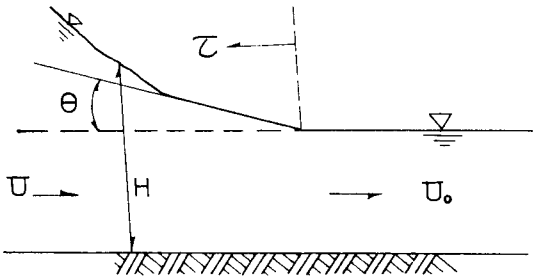
したがって，

$$\frac{d\theta}{d\xi}=-\frac{2C_0}{g}\frac{1}{\{1+(2C_0C_1(\xi)/g)\}}\cdot\frac{1}{\{(\alpha/\beta)+Ke^{\beta\xi}\}^2}e^{\beta\xi} \quad \text{----------} (1\cdot2\cdot42)$$

となり，式（1・2・42）より，

$$\left(\frac{\partial H}{\partial\tau}\right)_{\substack{\tau=0\\ \xi=0}}>\frac{2}{3}C_0S\left(\frac{1}{U_0}-\frac{2}{3kC_0}\right) \quad \text{----------} (1\cdot2\cdot43)$$

の場合には，$d\theta/d\xi>0$ となり波の進行につれて波先が立ち上ってくることになり，逆の場合には波先波面勾配の減少がみられることになる．ところで，本論で取扱う水平床水路で静水中を伝播する場合は論議はかなり簡明となる．つまり，$S=0$，$U_0=0$ と置けば，式（1・2・37）は次式となり，



図－1・2・23　記号の説明

$$C_0\frac{dC_1}{d\xi}-3C_1^2=0 \quad \text{----------} (1\cdot2\cdot44)$$

これを，式（1・2・41）を用いて $C_1(0)=g\left(\frac{\partial H}{\partial\tau}\right)_{\substack{\tau=0\\ \xi=0}}\Big/2C_0$ の条件のもとで解くと，次式を得る．

$$C_1(\xi)=-1\Big/\left(\frac{3}{C_0}\xi-\frac{(2C_0/g)}{(\partial H/\partial\tau)_{\substack{\tau=0\\ \xi=0}}}\right) \quad \text{----------} (1\cdot2\cdot45)$$

したがって，式（1・2・42）に式（1・2・45）を代入すると，

$$\frac{d\theta}{d\xi}=\frac{3\cos^2\theta/2H_0}{\{3\xi/2H_0-(\partial H/\partial\tau)_{\substack{\tau=0\\ \xi=0}}\}^2}>0 \quad \text{----------} (1\cdot2\cdot46)$$

となる．つまり，水平床水路では波先は波の進行にともない，常に立ち上ることになる．そこで，波先が直立し，$\tan\theta\to\infty$ となると砕波すると考えると，式（1・2・46）より砕波点 x_b は次式で与えられる．

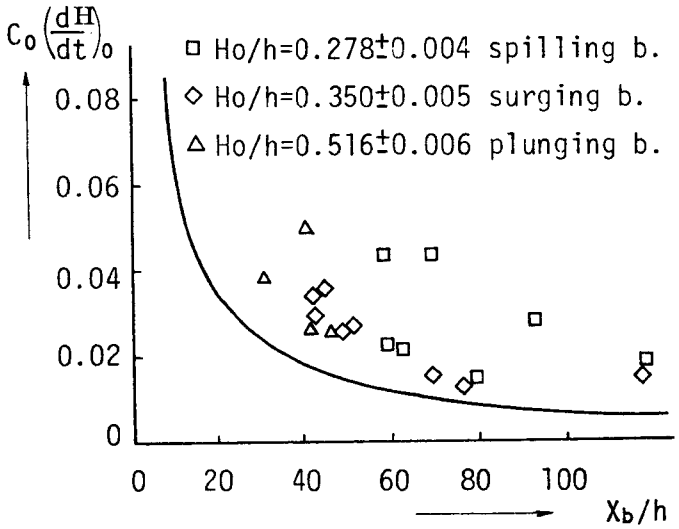
$$\frac{3}{2}\left(\frac{x_b}{h}\right)=\frac{C_0}{(\partial H/\partial t)_{\substack{t=0\\x=0}}} \quad \text{----------} \quad (1\cdot2\cdot47)$$

同式によれば，初期水位上昇速度が大きいほど早く砕波することになる．

5－2　水理実験による検証

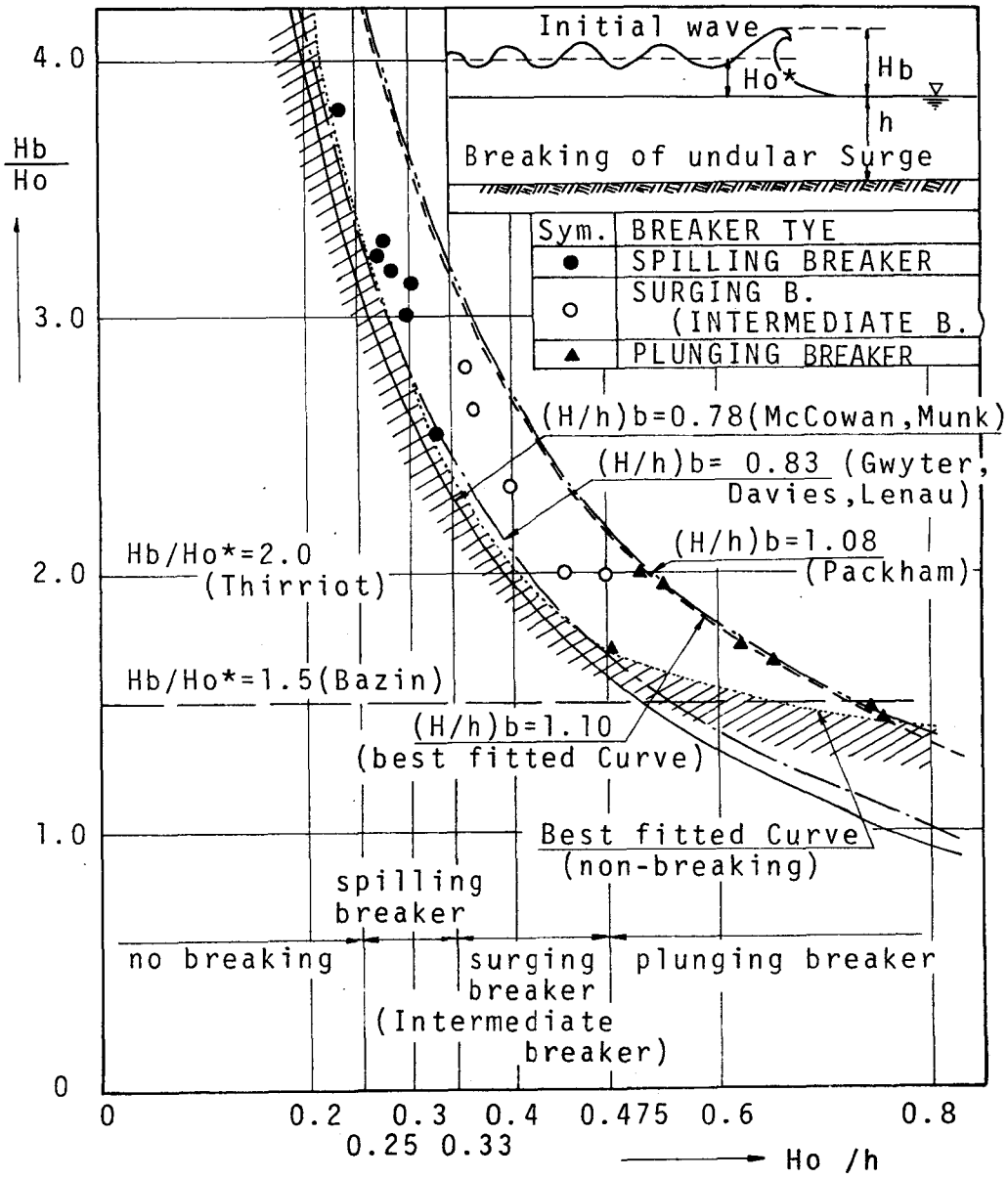
上述の解析で得られた式（1・2・47）と実験値との比較を示したのが**図－1・2・24**である．図中の曲線が式（1・2・47）の$3x_b/2h=C_0/(\partial H/\partial t)_{x=t=0}$を示す．同図によれば，spilling breaker をするものは実験値と理論値がかけはなれているが，これは前述したように spilling breaker は波頂が cusp 状になり砕波条件の$\theta=90°$を満足していないためと，さらに砕波するため初期水位上昇には関係しないためと推定される．

一方，surging breaker，plunging breaker は全体としては理論式と同じ傾向を示すものの，絶対値に差異が若干認められる．これは$\tan\theta\to\infty$を砕波条件とする仮定の近似度の悪さによるものであるが，定性的には充分実験値と一致しており，波先の水位上昇速度が surging breaker，plunging breaker の砕波機構の重要な要素であることが明らかになったといえる．既に**2－2**で述べたように理想段波相対波高H_0/hが大きくなるにつれて spilling breaker から plunging breaker に移行していくが，このことはH_0が大きくなると，**図－1・2・21**にも示すように，理想段波からの分散第1波の波高が大きくなりそれに伴ない水粒子速度も大きくなるため，波動エネルギーの増大に伴って spilling breaker から plunging breaker に移行することを意味する．したがって，このことから，急激なエネル



図－1・2・24　初期水位上昇速度と砕波距離

ギー逸散をなすのがplunging breakerの内部機構の一つの大きな特性であり，spilling breakerの方はplunging breakerに比してエネルギー逸散が小さいことが判明する．この差異は後の周期波の砕波において(第3章)詳述するが，plunging breakerの場合にはhorizontal rollerとsplashが生起するが，spilling breakerの場合には両者とも形成されないことにより充分説明できる．また，分散第1波の砕波波高H_bを示した図－1・



図－1・2・25　分散第1波の砕波波高

2・25 によれば，spilling breaker，surging breaker（intermediate breaker），plunging breaker の順で砕波相対波高 H_b/h が大きくなり，いずれも Munk[25] の孤立波の限界波高 $H_b/h=0.78$ を越えているが，砕波形式別の差異は大きくなく，$H_b/h=0.83$（Gwyther[26] ら）と $H_b/h=1.08$（Packham[27]）の孤立波の限界波高の間にあり，この点，波状段波の分散第1波の砕波波高の最大値は Packham の孤立波の限界波高 $H_b/h=1.08$ で与えられると考えられるが，本実験より求まる段波の限界波高は図中の best fitted curve の式（1・2・48）に示すごとくであり，Packham の値より若干大きい．したがって，同図に示すような Bazin[28] や Thirriot[29] の分散波安定限界式では規定できないことは明らかである．

$$H_b/h=1.10 \qquad (1\cdot2\cdot48)$$

第6節　結　論

本章では段波の変形機構をとりあげて，まず水理実験を行ない伝播速度，波高，波長などの変形特性を明らかにし，ついで分散変形機構，砕波を含めた遷移過程での段波の挙動について理論解析を行ないその妥当性を水理実験と数値実験により検討を加えてきた．得られた結論を要約すればつぎのごとくである．

(1)段波の分散は波面曲率が伝達項として作用するために発生する．

(2)遷移過程における分散波はつぎの4つの型に分類され，さらにこの分類は段波相対波高 H_0/h のみで規定される．

$H_0/h \leqq 0.25$	安定波で砕波しない．
$0.25 < H_0/h \leqq 0.33$	spilling breaker をするもの
$0.33 < H_0/h \leqq 0.47$	surging breaker をするもの
$0.47 < H_0/h$	plunging breaker をするもの

(3)遷移過程では，分散波の静水面からの波峰高さ，η_{crest}，および波谷高さ η_{trough} はつぎの範囲に存在する．

$$\frac{\eta_{crest}}{H_0} > 1+\frac{H_0}{3h}\ ,\quad \frac{\eta_{trough}}{H_0} < 1+\frac{H_0}{3h}$$

(4)surging breaker, plunging breaker の砕波機構として，波先部の水位上昇速度が重要な要因と考えられ，理論の示すように水位上昇速度が大きいほど早く砕波する．
(5)K－d－V 方程式により波状段波の変形状況がほぼ説明でき，とくに分散第1波の波形は実験値とよく一致する．

参　考　文　献

1) Rayleigh, Lord, : Phil, Mag. (5) 1. 257 paper 1, 1876, On the theory of long waves and bores, Proc. Roy. Soc. A. 90. 324, 1914, pp. 324 ～ 328.

2) Lamb, Sir H. : Hydrodynamics, Cambridge Univ. Press, six Edtion, 1932, pp. 278 ～ 280.

3) Boussinesq, J. : Théorie des ondes et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquide contenu dans ce canal de vitsses sensiblement pareilles de la surface aufond, Liouville's J. Math., 17. 55. 1872.

4) Bazin : Mém. divers Savants a L'Acad des SCi. 19. 495, 1865.

5) 3) と同じ

6) Favre, H. : Étudé theorique et expérimentale des ondes de translation dans les canaux découverts, paris, Dunod, 1935.

7) Keulegan, G. H. and Patterson, G.W. : Mathematical theory of irrotational transition waves, J. of Research of the National Bureau of Standard. Vol. 124, 1940, pp. 95 ～ 100.

8) Lemoine, R. : Sur les ondes positive de translation dans les canaux et sur les ressaut ondule de faible amplitude, La Houille Blanche No. 2, 1958, pp. 183 ～ 186.

9) Benjamine, T.B. and Lighthill, M.J. : On cnoidal waves and bores, Proc. Roy. Soc. Vol. 224, 1954, pp. 448 ~ 460.

10) Sandover, J.A. and Zienkiewicz, O. : Experiments on surge waves, Water Power No. 11, 1957, pp. 418 ~ 424.

11) Sandover, J.A. and Taylor, C. : Les ondes de translation et les ondulations, La Houille Blanche, No. 3, 1962, pp. 443 ~ 465.

12) Sturtevant, B. : Implications of experiments on the weak undular bore, The Physics of Fluid, Vol. 8, 1965, pp. 1052 ~ 1055.

13) Thirriot, C. and Bednarczyk, S. : Ondulation secondaires en front d'intumescence et ondes solitaires, La Houille Blanche, No. 8, 1964, pp. 879 ~ 888.

14) Chester, W:A model of the undular bore on a viscous fluid, J. of Fluid Mech., Vol. 24, part 2, 1966, pp. 367 ~ 377.

15) Binnie, A. and Orkney, J.C. : Experiments on the flow of water from a reservoir through an open channel, The formation of hydraulic jump, II. The formation of hydraulic jumps, Proc. Roy. Soc. A., 224, 1955, pp. 237 ~ 245.

16) Peregrine, D.H. : Calculations of the developement of an undular bore, J. of Fluid Mech., Vol. 25, Part 2, 1966, pp. 321 ~ 330.

17) Korteweg, D.J. and De Vries, G. : On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal and on a new type of long stationary waves. Phil. Mag. S. 5, Vol. 39, No. 240, 1895, pp. 422 ~ 443.

18) 7)と同じ

19) 3) と同じ

20) Stokes, G.G. : Note on the theory of the solitary wave, Phil. Mag.(5) 32, 1891, pp. 314 ~ 316.

21) 3) と同じ

22) Broer, L.J.F. : On the interaction of non-linearity and dispersion in wave propagation, Appl. Sci. Res. B. 11, 1964, pp. 273 ~ 285.

23) 17) と同じ

24) Stoker, J.J. : Water waves, New York Univ. Press, 1957, pp. 505 ~ 509.

25) Munk, W.H. : The solitary wave theory and its application to surf problem, Ann. New York Acad. of Sci., Vol. 51, Art 3, 1949, pp. 376 ~ 424.

26) Gwyther, R.F. : The classes of progressive long wave, Phil. Mag. 50, 1900, pp. 213 ~ 216.

27) Packham, B.A. : The theory of symmetrical gravity waves of finite amplitude, II. Solitary wave, Proc. Roy., A, 213, 238, 1952, pp. 238 ~ 249.

28) 4) と同じ

29) 13) と同じ

第３章　周期波の砕波変形機構に関する基礎的研究

第１節　概　説

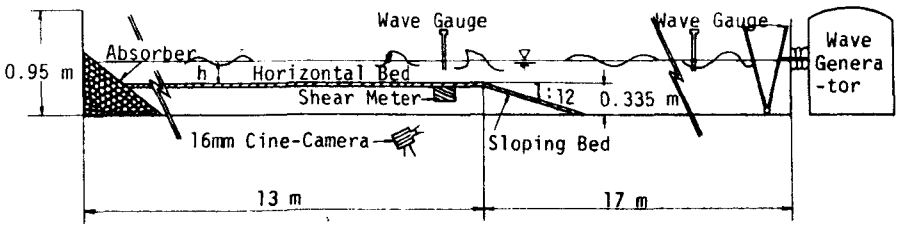
本章では，一定水深域での周期波の砕波変形機構について主として論議する．一定水深域での砕波をとりあげたのはMason[1] が既に指摘したように，一様傾斜水域とは異なり，水深変化にともなう shoaling の効果がないこと，return flow, wave set - up の効果が比較的小さいこと，などにより，砕波そのものの乱れの特性を精度高く把握できるためである．

本章では，まず水理実験をおこない砕波現象および砕波の挙動を明らかにするとともに一様傾斜水域と一定水深域での砕波の挙動との差異についても論議する．ついで，砕波後の波高減衰機構について検討を加えて，エネルギー逸散に及ぼす horizontal roller，底面摩擦力の効果などを定量的に評価する．また，砕波後の乱れについてもモデル化をおこない，砕波後の波動式を誘導する．

第２節　水理実験による砕波現象および砕波の挙動の解明

２－１　実験装置と実験方法

実験水槽は大阪大学工学部土木工学教室の 0.7^{m}（幅）× 0.95^{m}（高さ）× 30^{m}（長さ）の片面ガラス張りの屋内二次元鋼製造波水槽を用いた．水深変化にともなう shoaling の効果を除き，return flow および wave set - up の効果をできるだけ小さくするために，図－１・３・１に示すような先端部に 1/12 勾配の傾斜面を有する水平床を用い，その一定



図－１・３・１　実　験　装　置

水深部で半強制的に砕波させた．水面波形は電気抵抗線式水位計で計測し，その記録は磁気テープとペンレコーダーでおこなった．後で示す**2－8**で水面波形の周波数特性をフーリェ成分波の面より論議するが，その場合は，26秒間の水面波形記録を1/40秒間隔，あるいは41秒間の波形記録を1/25秒間隔で読みとりディジタル化し，そのうち1024個のデーターを用いてFFT法でフーリェ解析をおこなっている．また，砕波後の乱れの特性を調べるために，四塩化炭素とキシレンで水の比重と等しく作ったトレーサーと，直径4^{mm}のガラス球に四塩化炭素とキシレンの混合液を入れて水の比重と等しくした個体のトレーサーを同時に投入して，16^{mm}高速シネカメラ（フォトソニック）を用いて128$^{コマ/sec}$～200$^{コマ/sec}$で撮影したが，この場合はトレーサーの水槽横方向の動き（波の進行方向と直角方向）を極力なくすため水路を2分割し，狭い方の副30^{cm}の水路にトレーサーを投入している．また，用いたレンズは25^{mm}，標準レンズで，焦点深度は一番浅くしている．なお，用いたフイルムはコダックカラーEF 7242で，倍感度現象をおこなっている．この16^{mm}フイルムの写真解析より，砕波点，horizontal roller の規模および移動速度水粒子速度，気泡連行領域．などを決定している．

砕波時波高はペン書きレコーダーの時間波形と，16^{mm}フイルムの写真解析の空間波形とから算定したが両者の値が異なる場合においては本論ではペンレコーダーの時間波形から算出した波高を砕波波高として採用している．実験諸元を**表－1・3・1**に示す．

表－1・3・1　実験諸元

静水深：h (cm)	波高：H_0 (cm)	周期：T_0 (sec)	波形勾配：H_0/L_0
7	3.5～11.5	0.8, 1.0, 1.2	0.016～0.115
11	6.0～12.0	0.8, 1.0, 1.2	0.031～0.105
14	7.5～13.5	0.8, 1.0, 1.2	0.033～0.105

2－2　砕波型式

一定水深域で半強制的に砕波さす場合は，**第1章**で述べた砕波型式のうち spilling breaker と plunging breaker の2つの型式の砕波が生じ，surging breaker は生起しないことが認められた．したがって，surging breaker（あるいは collapsing breaker）

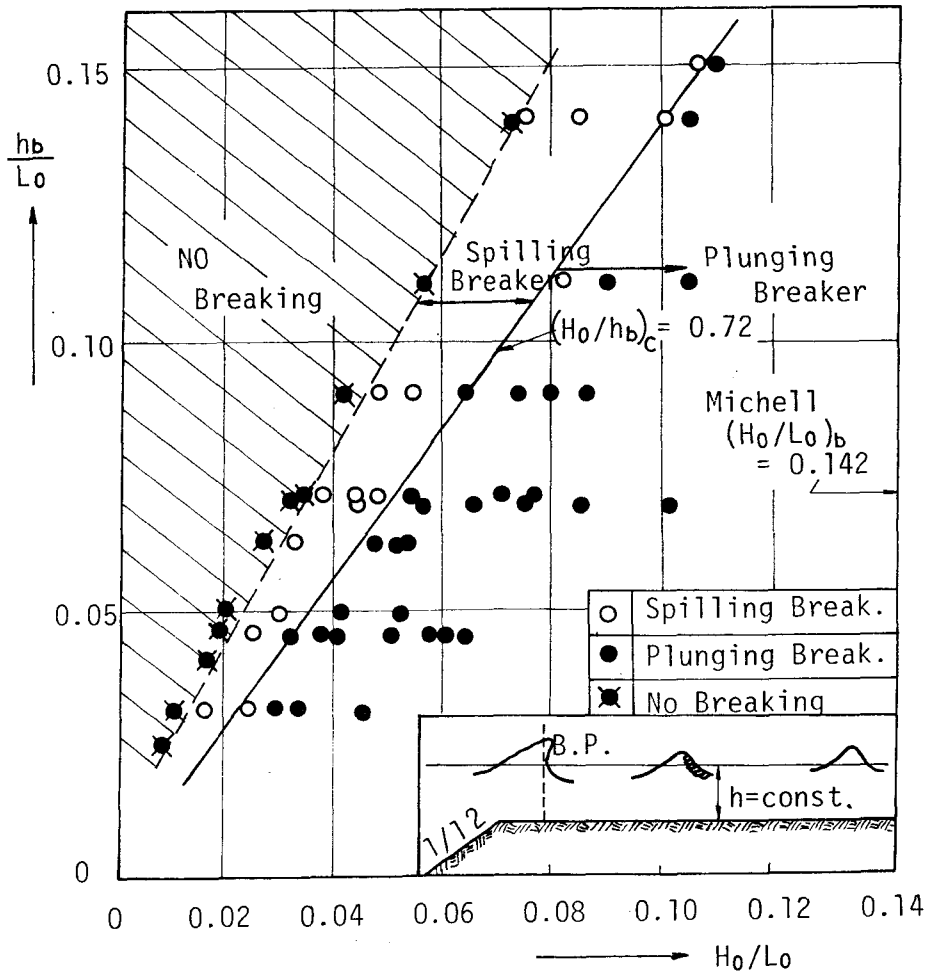
は傾斜面特有の砕波型式と判断される．この spilling breaker と plunging breaker の発生領域を図示すると**図－1・3・2**のようになる．同図によれば spilling breaker から plunging breaker の砕波の移行は沖波波高・水深比H_0/hで式（1・3・1）のように与えられる．

$$(H_0/h)_c = 0.72 \qquad (1\cdot3\cdot1)$$

つまり，

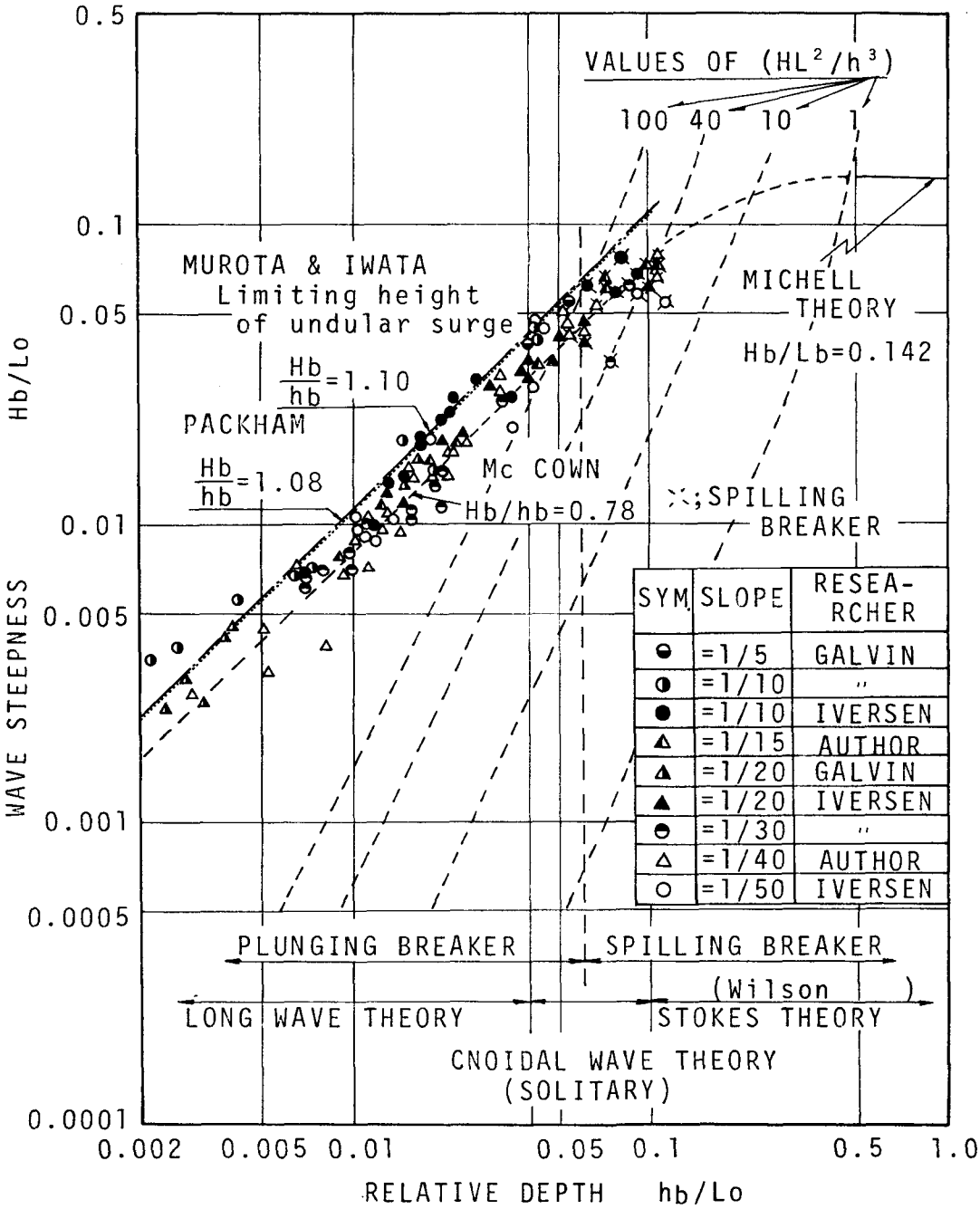
$$\left.\begin{array}{ll} \text{spilling breaker} : & (H_0/h)_c \leqq 0.72 \\ \text{plunging breaker} : & (H_0/h)_c > 0.72 \end{array}\right\} \qquad (1\cdot3\cdot2)$$

となる．これは，**第2章**で述べた波状段波の砕波型式の移行限界を規定するH_0/hと同様の波高・水深比の index であり，周期波の場合も波状段波と同様，水深 h に比して波高



図－1・3・2　砕波型式（S＝0の場合）

H_0が大きい程spilling breakerからplunging breakerに移行しており，急激なエネルギー放出はplunging breakerで，緩やかなエネルギーの放出はspilling breakerといった内部機構に類似点が認められる．ところで，従来の一様傾斜水域では図－1・3・3に



図－1・3・3　一様傾斜水域での砕波型式とその移行領域

示すように，spilling breaker から plunging breaker の砕波移行は水深・沖波波長比 h_c/L_0 により，式（1・3・3）のように規定される[2]．なお，

$$h_c/L_0 = 0.06 \quad (一様傾斜面) \qquad (1・3・3)$$

なお，h_c は砕波型の移行限界水深である．式（1・3・1）をMichell[3] の限界沖波波形勾配 $(H_0/L_0)_b = 0.142$ を用いて変形すると，spilling breaker のみが生起する限界が式（1・3・4）のように与えられる．

$$h_c/L_0 = 0.197 \quad (一定水深域) \qquad (1・3・4)$$

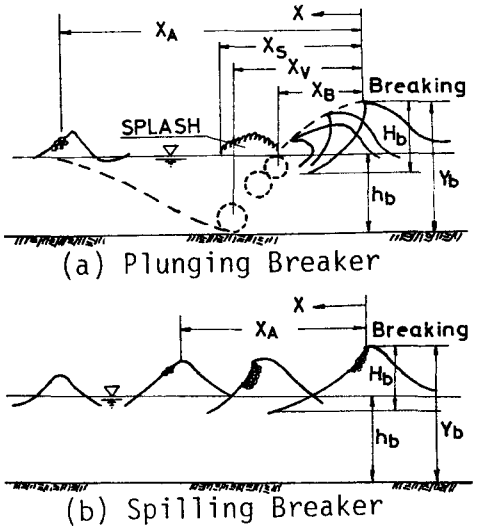
式（1・3・4）は明らかに一様傾斜面で得られた式（1・3・3）と異なる．この差異は一様傾斜面では波は緩やかに変形して砕けるが，本実験では一定水深部で半強制的に砕波せしめることの波の変形の緩急度合の差と，一様傾斜面の方が return flow, wave set-up の効果が著しく大きいことの差に帰因するものと考えられる．

一方，砕波しない領域は，（図－1・3・2 の斜線部分），近似的に式（1・3・5）で与えられる．

$$H_0/h_b \leqq 0.51 \qquad (1・3・5)$$

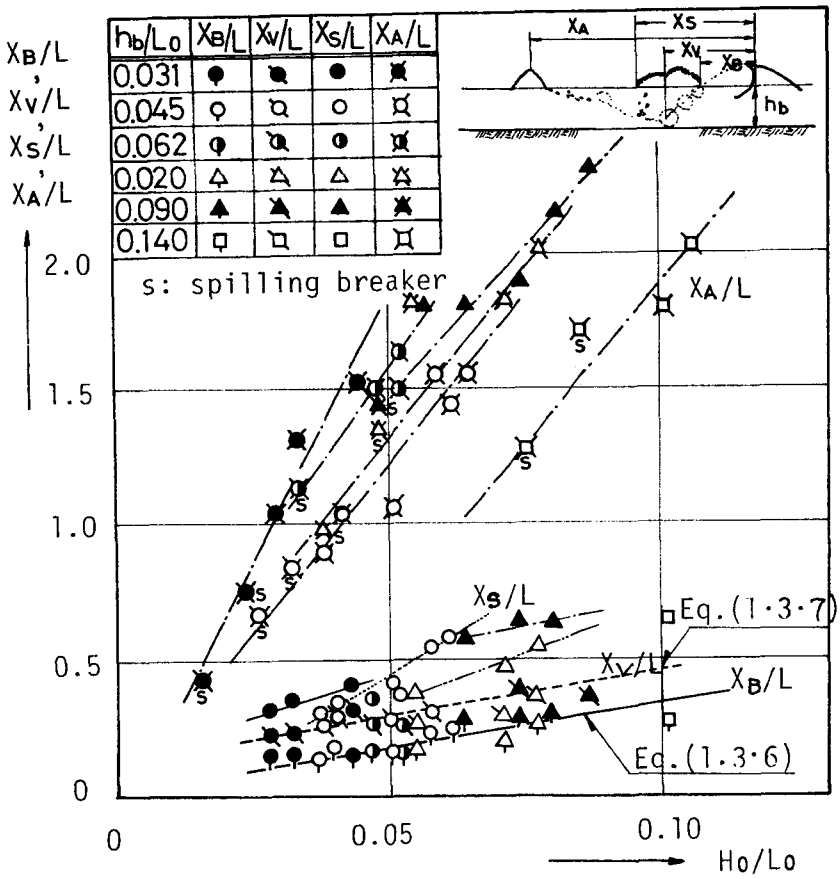
2－3　気泡連行と horizontal roller

砕波後の波の変形は spilling と plunging breaker とでは著しく異なる．すなわち，図－1・3・4（a）に示すように，plunging breaker の場合は砕波後，波頭部が波前面におおいかぶさり，静水面と交わった後 horizontal roller と splash が形成される．それと同時に空気が horizontal roller により流体内へ連行混入されるが，この連行気泡の大部分は vortex が



図－1・3・4　砕波機構の模式図

消滅する地点から上方に移動して波面部のみ残り，やがて消えてしまう．一方，spilling breaker の場合は図－1・3・4（b）に示すようにhorizontal roller と splash を伴なわず，砕波後波頭部から波前面部にかけて気泡を連行した乱れた状態が生じるが間もなく気泡も消滅して再び整正な波形になっていく．したがってこのことから，spilling breaker と plunging breaker の砕波型の内部機構の大きな差異は horizontal roller と splashの形成の有無であり，horizontal roller と splash の形成を伴なうのが plunging breaker であることが明らかになった．図－1・3・5はX_B/L：plunging breaker の砕波点から波頭部が静水面と交わる地点までの距離と波長の比，X_V/L：砕波点から horizontal roller が消滅する地点までの距離と波長比，X_s/L：砕波点から splash が静水面と交わる地点までの距離と波長の比，X_A/L：砕波点から流体内部に連行された気泡が波面部のみに残る距離と波長の比と沖波波形勾配H_0/L_0 の関係を比水深h_b/L_0 別に示したもの



図－1・3・5　X_B/L, X_V/L, X_S/L, X_A/L とH_0/L_0 の関係

である．なお，Lは水深hにおける波長である．同図によればつぎのことが明らかになる．つまり，

(1)X_B/Lについて，：h_b/L_0により多少のばらつきはあるが図中に示したような式（1・3・6）で与えられる一つの直線でほぼ表わされる．

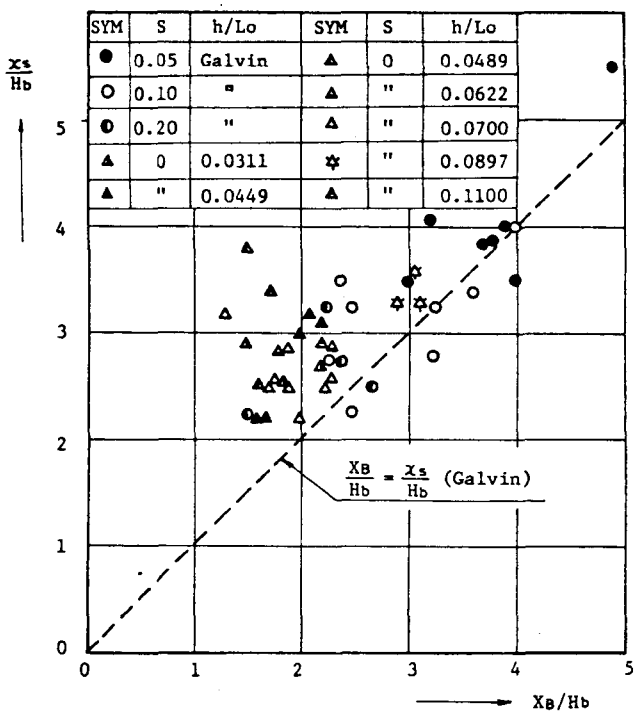
$$X_B/L = 3.6 \cdot (H_0/L_0) \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 3 \cdot 6)$$

なお，H_0/L_0のX_B/Lに及ぼす効果はきわめて小さく本実験の範囲内では$X_B/L = 0.1 \sim 0.3$程度である．

(2)X_V/Lについて：このhorizontal roller の消滅地点はsplashの先端点X_s/Lより砕波点側になりX_B/Lと同様h_b/L_0により多少のばらつきはあるものの，図中に示すような式（1・3・7）でほぼ近似できる．

$$X_V/L = 3.6 \cdot (H_0/L_0) + 0.1 \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 3 \cdot 7)$$

(3)X_s/Lについて：この値はh_b/L_0をパラメーターとする曲線群で表わされる．h_b/L_0を固定して考えると，H_0/L_0が大きくなるにつれてX_s/Lが大きくなる．このsplashの水平方向の大きさx_sの値を示したのが図－1・3・5であって，splashの水平方向の大きさx_sと砕波波高H_bの比x_s/H_bはplunging distance X_B/H_bが大きくなるにともないほぼ増大し，x_sは本実験では砕波波高H_bの2～4倍の値を示す．したがって，x_s/H_bとX_s/H_bはGalvin[4]の与えた実験式x_s/H_b



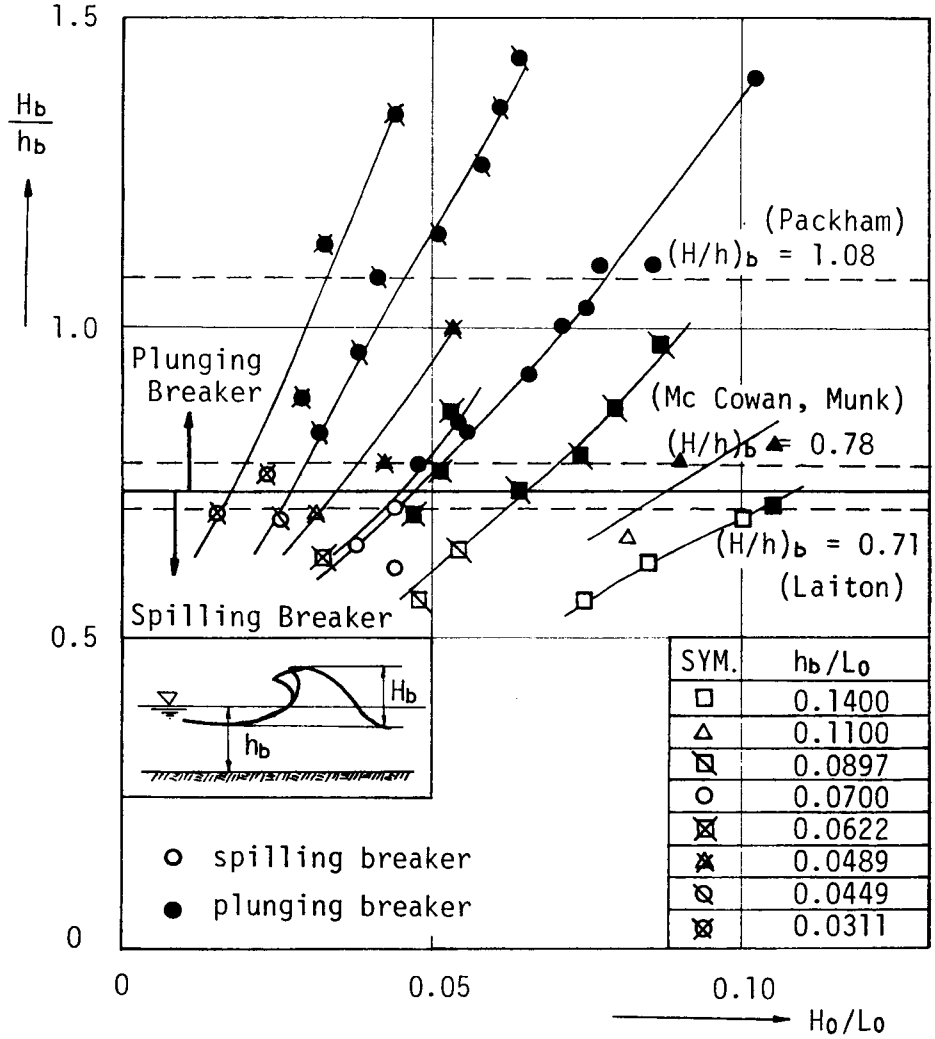
図－1・3・6　x_s/H_0とX_B/H_bとの関係
（$x_S = X_S - X_B$）

$=X_B/H_b$ とは一致せず，一般に $x_s/H_b > X_B/H_b$ となるがその散らばりは大きい．

(4)X_A/Lについて：この値はH_0/L_0とh_b/L_0により著しく変化し，H_0/L_0 の増大に伴なって大きくなる．したがって，図－1・3・2とつき合せると plunging breaker の方が spilling breaker より気泡連行距離が長くなり，したがって乱れた状態が plunging breaker の方が spilling breaker より長く続くことがこのことからも明らかである．

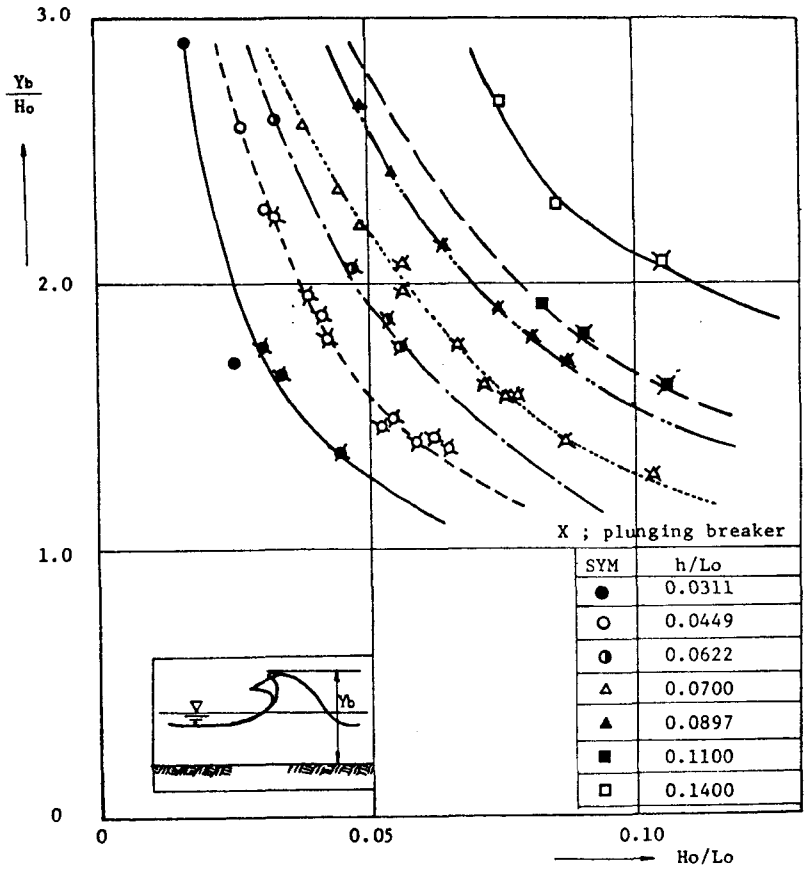
2－4 砕波波高と砕波峰高

図－1・3・7は，砕波波高・水深比H_b/h_bと沖波波形勾配H_0/L_0の関係をh_b/L_0を



図－1・3・7 砕 波 波 高

パラメーターに示したものである．なお，砕波波高としては砕波時の最大波高を採用している．同図によればH_0/L_0が大きくなるにつれてH_b/h_bは大きくなり砕波形式により比較的明確に2つの領域に分かれる．すなわち，spilling breakerについては$H_b/h_b<0.76$，plunging breakerについては$H_b/h_b>0.71$となりその境界はほぼ$H_b/h_b=0.75$と考えられ，plunging breakerの方が，spilling breakerより砕波波高・水深比H_b/h_bは大きい．また同図には表－1・1・1に示したLaiton，Mc Cowan，Munk，Packhamの孤立波の限界波高式も示されているが，いずれも周期波の砕波特性を示す一般的な形としては適用できない．図－1・3・8はh_b/L_0別に無次元砕波峰高Y_b/H_0とH_0/L_0の関係を示したものである．これによるとY_b/H_0に及ぼす比水深h_b/L_0の影響は明確にあらわれ，h_b/L_0別に一連の曲線群を得る．同一比水深に対してはH_0/L_0が

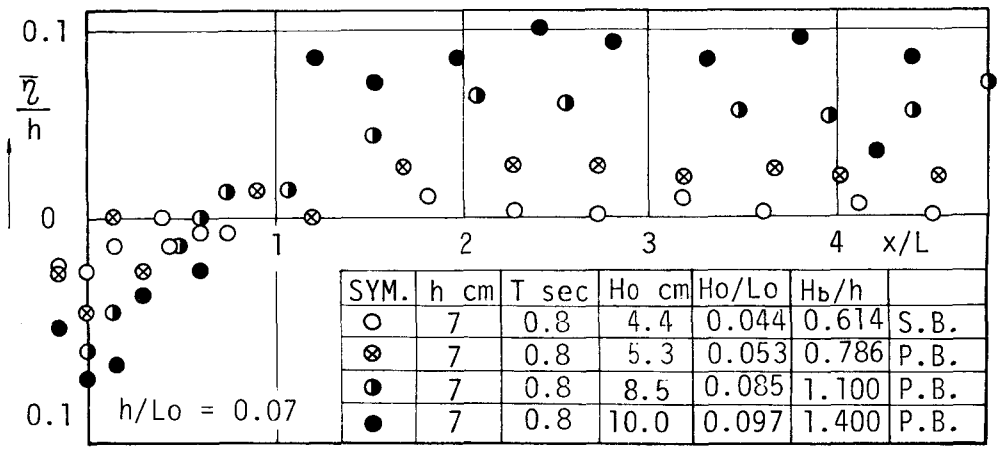


図－1・3・8 砕 波 峰 高

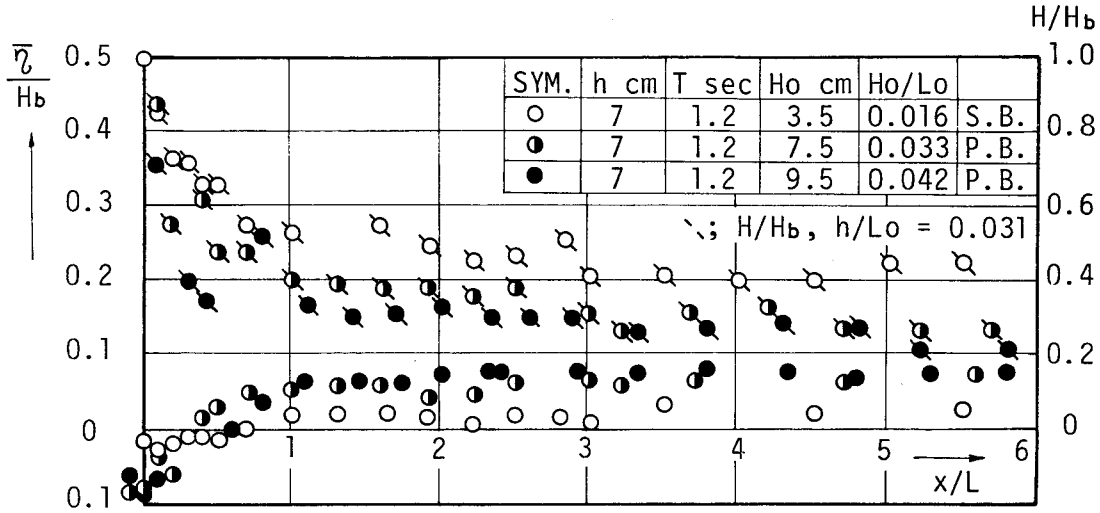
大きくなるほど Y_b/H_0 が小さくなり，従がって Y_b/H_0 は spilling breaker の方が plunging breaker より大きい．

2－5 砕波後の平均水位変動

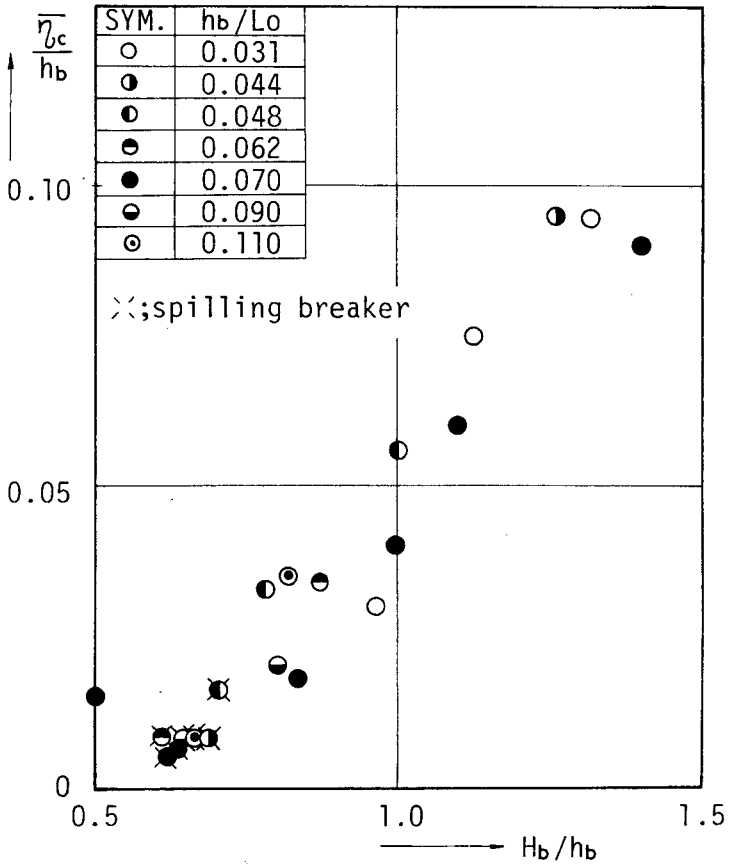
砕波後の波には大きな質量輸送が伴なうため平均水位の上昇（wave set-up）が存在する．傾斜水域においてはwave set-upの影響が著しく，汀線近傍においては波高と平均水位の上昇高はほぼ等しくなりこのwave set-upの効果を無視することはできない[5]．本章で取り扱う一定水深域の砕波の場合は，図－1・3・9，図－1・3・10に一例として示されているように，波の進行に伴なう平均水位の変動量 $\bar{\eta}$ は砕波点（X/L＝0）で負の最大値（set-down）をとるが，その後気泡連行を伴なう波高の減衰の大きい領域では x/L の増大に伴ないほぼ直線的に増大する．しかし，気泡連行のない波高低減の小さい領域になると，$\bar{\eta}$ は増大せず若干変動するもののほぼ一定の値となる．この一定になった平均水位上昇高 $\bar{\eta}_c$ は図－1・3・11に示すように水深 h の高々9.5％，また砕波時波高 H_b の高々7.5％（図－1・3・12参照）と小さい事，また傾斜水域の汀線での値に比してもかなり小さいことが判明する．なお，図－1・3・9～図－1・3・12によれば，波形勾配 H_0/L_0 が大きい程 $\bar{\eta}$ が大きく，このことは後述するように plunging breaker の方が spilling breaker より大きな質量輸送を伴なうことを示している．



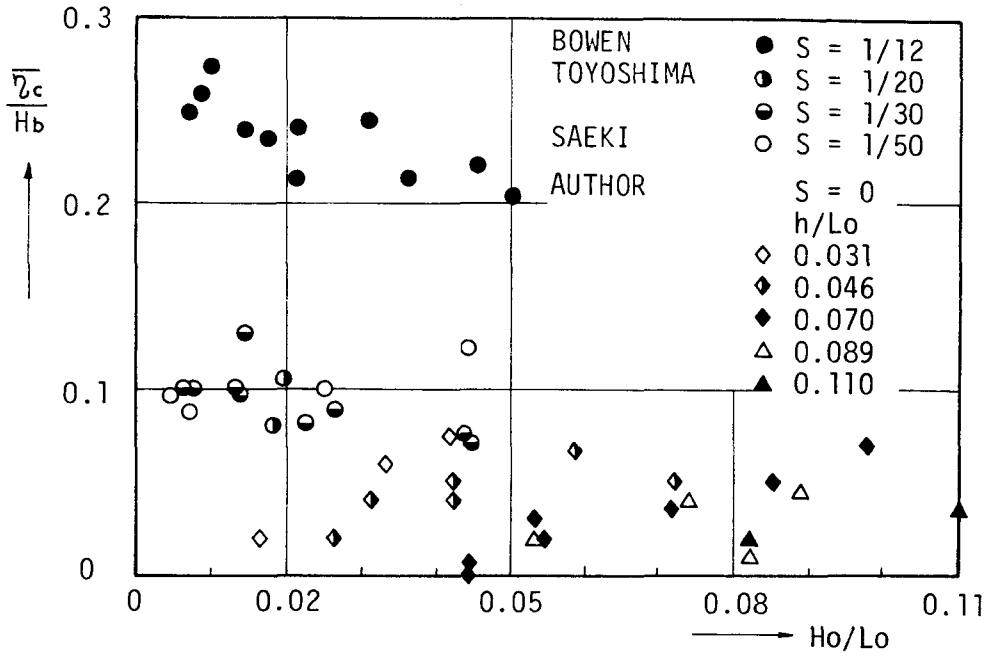
図－1・3・9 波の伝播にともなう $\bar{\eta}/h$ の値の変化



図－1・3・10　$\bar{\eta}/H_b$ と X/L と H/H_b の関係



図－1・3・11　$\bar{\eta}_c/h_b$ と H_b/h_b の関係



図－1・3・12　傾斜水域での平均水位変動との比較

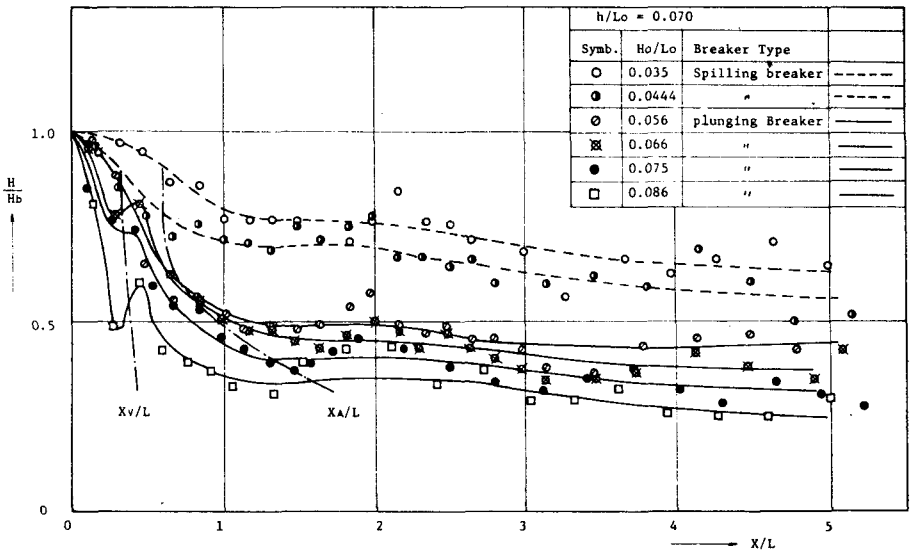
2－6　砕波後の波高変化と波形変化

2－6・1　波高変化

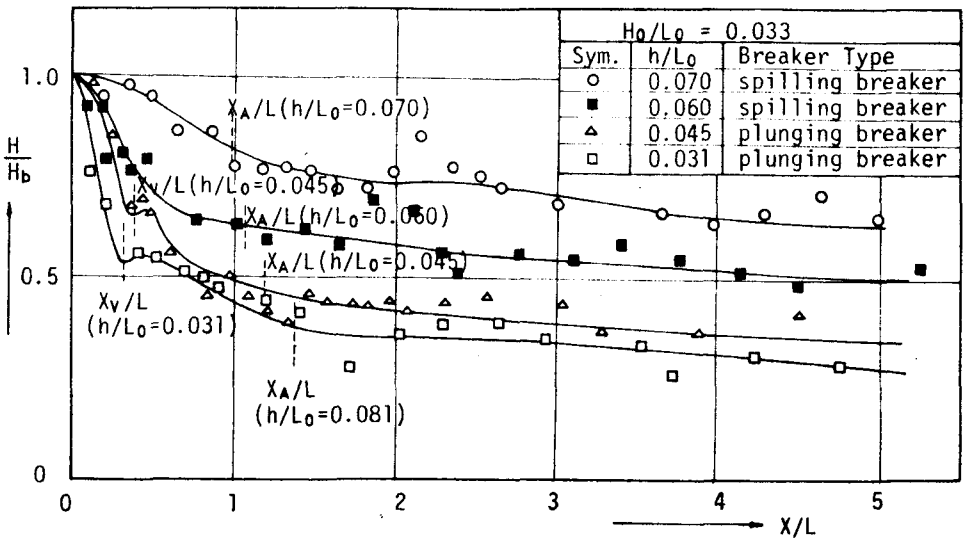
図－1・3・13は砕波後の波の進行に伴なう波高変化H/H_bを沖波の波形勾配H_0/L_0をパラメーターにして示したものであり，図－1・3・14はH/H_bとX/Lの関係を比水深h/L_0をパラメーターにして示したものである．図－1・3・13によれば，H_0/L_0が大きくなるにつれて波高の減衰が大きく，spilling breakerよりplunging breakerの方が波高減衰が大きい．この波高変化の特色を既述のX_V/L，X_s/L，X_A/L，の領域別について考えてみる．

plunging breakerについては砕波点からhorizontal rollerの消滅点X_V/Lまでの波高減衰が一番大きく，ほぼ，$H/H_b \cong 0.7 \sim 0.45$程度となる．これは波動エネルギーがrollerとsplashなどのエネルギーに一部変換されたことによる．そしてX_V/L地点直前でH/H_bが極小値をとり，horizontal rollerの消滅後，いったん波高H/H_bが大きくなるが，これはrollerの消滅によりrollerのエネルギーの一部が波動エネルギーに転換

されることと，splashが波と重合するため波高が一時的に増大するものと考えられる．つぎにX_s/L地点についてはX_v/L地点ほど明確な特性が見い出せない．この領域での波高減衰はX_v/L地点までと比較して緩やかであり，この減衰度合がほぼX_A/L地点まで続き，このX_A/L地点で$H/H_b=0.6\sim0.4$程度に低減してしまう．そして$X/L>X_A/L$つまり気泡連行のない領域になれば，波高減衰は極めて小さい．また，spilling breaker



図－1・3・13　砕波後の波高変化



図－1・3・14　砕波後の波高変化

についてはhorizontal roller と splash の形成を伴なわないため，plunging breaker 程大きな波高減衰がないが，$X/L < X_A/L$ つまり気泡連行を伴なう領域での波高低減は比較的大きい．しかし，$X/L > X_A/L$ の気泡連行のない領域になれば，plunging breaker と同様波高低減はきわめて小さい．このように砕波形式に関係なく流体中に気泡が連行されている間は波高減衰が大きいことが判明する．

2－6・2 波形変化

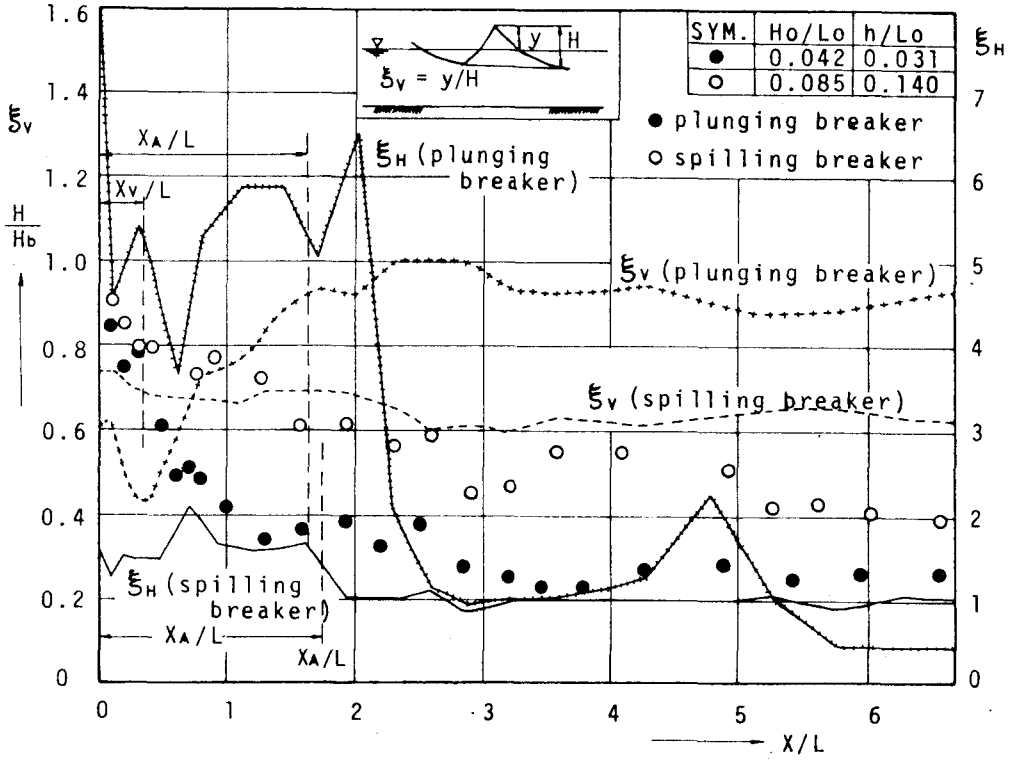
この気泡連行領域では，上述したように波高の減衰が大きいため波形そのものも著しく変形しているものと推察される．そこでこの砕波後の波形変化を波頂前後の非対称性 ξ_H 静水面上下方向の非対称性 ξ_V の面から若干の考察を加えてみる．なお ξ_H，ξ_V はおのおの下の式で定義されている．

$$\xi_H = \frac{\text{波の峰から波後面が静水面と交わる長さ}}{\text{波の峰から波前面が静水面と交わる長さ}}$$

$$\xi_V = \frac{\text{静水面から測った波頂高}}{\text{波高}}$$

図－1・3・15 は，砕波後の波形変化と波高変化との関連性を spilling breakerとplunging breakerの代表例について示したものである．まず ξ_H であるが，$X/L < X_A/L$ の範囲では plunging breaker は spilling breaker に比してきわめて大きく波の前傾度は plunging breaker の方が大きい．この plunging breaker については horizontal roller と splash に密接な関係があって，砕波点から ξ_H は減少し X_V/L 地点直前で極小値をとり，horizontal roller の消滅とともに再び大きくなっていく．これは splash と波が重合して，splash の乱れが波形に影響するためと考えられる．このように波高の減衰の大きい領域では波形の歪みも大きいことが判明する．一方，$X/L > X_A/L$ になると砕波型式に無関係に $\xi_H \to 1$ に漸近して波形の対称性を帯びるようになる．一方，ξ_V については，spilling breaker の方が plunging breaker より小さく且つ砕波以後の変化は小さい．plunging breaker の方は，$X/L < X_A/L$ の気泡連行域で変化は大きく，roller の消滅地点では一旦極小となるがその後再び大きくなり，$X/L > X_A/L$ の領域では変化の少ない状態になる．この両者の砕波型式の差異は既述の **2－5** の平均水位上昇高さの特性と比較的その傾向を同じにしており，平均水位変動量の大きい plunging breaker ほど ξ_V の値が大きく非対称性

が強いことになる．これは再々指摘しているようにhorizontal roller と splash の作用に帰因することはいうまでもない．



図－1・3・15　砕波後の波形変化と波高変化

2－7　砕波後の水粒子速度と波速

2－7・1　水粒子速度

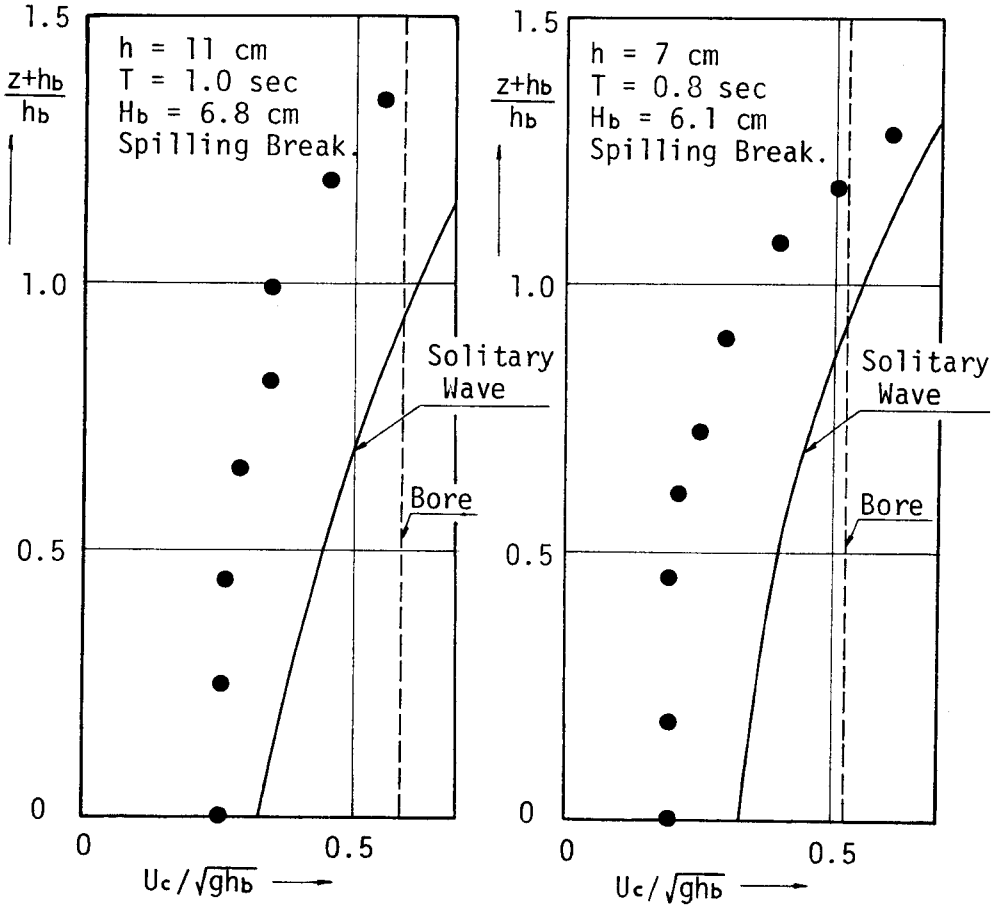
砕波時の流速は16mmフイルムをフイルムモーション・アナライザーで解析して求めたものである．この砕波点での波の峰の位相における水平方向最大流速U_cの鉛直分布は，図－1・3・16あるいは図－1・3・17に一例として示されているように，従来いわれているような水深方向に一定の値をとらず静水面（同図の縦軸の（$z+h_b$）/h_b＝1.0に相当する）より上の波面で急に大きくなる．同図には比較のため，式（1・3・8）で与えられるLaiton[5]の孤立波の第2近似解による流速分布と式（1・3・9）で与えられる

理想段波の流速（**第2章**参照）も示されているが，こういった理論値と実験値とは大きく異なり，波頂部を除けば実験値は理論値より10％～50％も小さい．したがって砕波時の

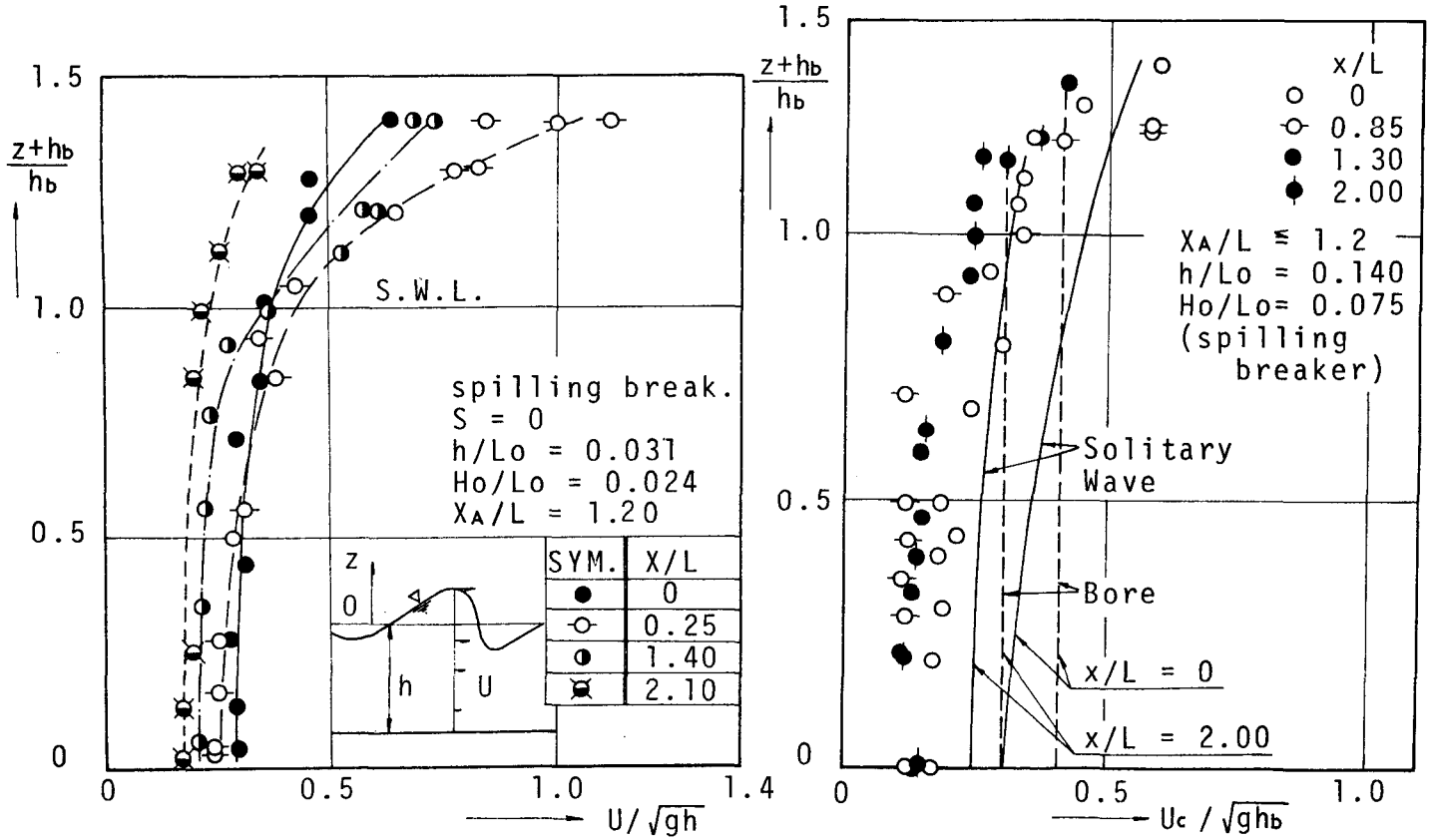
$$\frac{U_c}{\sqrt{gh}}=\frac{H}{h}\left\{1-\frac{5}{4}\frac{H}{h}-\frac{3}{2}\frac{H}{h}\left(2\frac{z}{h}+\frac{z^2}{h^2}\right)\right\}+\left(\frac{H}{h}\right)^2\left\{\frac{5}{4}+\frac{9}{4}\left(2\frac{z}{h}+\frac{z^2}{h^2}\right)\right\} \quad \text{---------- (1・3・8)}$$

$$\frac{U_c}{\sqrt{gh}}=\frac{H}{h}\left\{\frac{1+\frac{3}{4}(H/h)+\frac{1}{4}(H/h)^2}{1+(H/h)}\right\} \quad \text{---------- (1・3・9)}$$

流速は式（1・3・8）や式（1・3・9）で与えられるような孤立波あるいは段波式では表現できない．



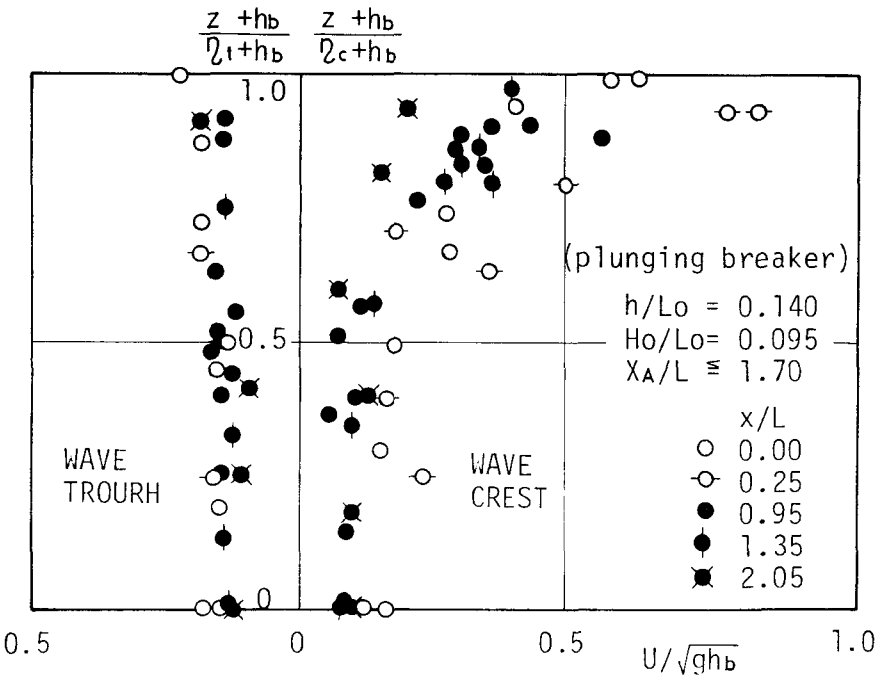
図－1・3・16　砕波時の水粒子の水平方向流速（波峰）



図－1・3・17　砕波後の水粒子の水平方向流速の変化（波峰）

なお，岩垣・酒井[7]らは，傾斜水域の砕波時の流速を測定し，一様水深の有限振幅波理論（stokes 波の第2近似解，第3近似解，クノイド波の第2近似解）と比較した結果，こういった理論では砕波時の流速分布の特性を充分説明できない事を指摘している．これは，前述したような，砕波時の波形の非対称性をこういった理論では考慮されていないところに大きく原因するものと推測される．このような実験事実を参照すると砕波後の水粒子の算定においては波形に非対称性の効果を有するような波動理論の展開が今後必要であろう．

一方，砕波後の波の水粒子速度の変化は，**図－1・3・17**，**図－1・3・18**に示されているように，波の峰の位相の水平方向流速U_cは水底（$(z+h_b)/h_b=0$）から（$(z+h_b)/h_b \cong 0.8$（あるいは$(z+h_b)/(\eta_c+h_b) \cong 0.5$）までのz方向の流速変化が少なく，その値は砕波点から波が砕波帯中を進行するにつれて，小さくなっていく．一方，$(z+h_b)/h_b > 0.8$（$(z+h_b)/h_b)/(\eta_c+h_b) > 0.5 \sim 0.6$）の範囲の波面の部分では$0 < (z+h_b)/h_b \leqq 0.8$の速度に比して水粒子速度が大きく，砕波型に関係なく砕波時の水粒子速度より砕波直後の砕波帯の中の水粒子速度の方が大きい（**図－1・3・17**（a）では$X/L=0.25$，1.4，**図－1・3・17**（b）では$X/L=0.85$，**図－1・**



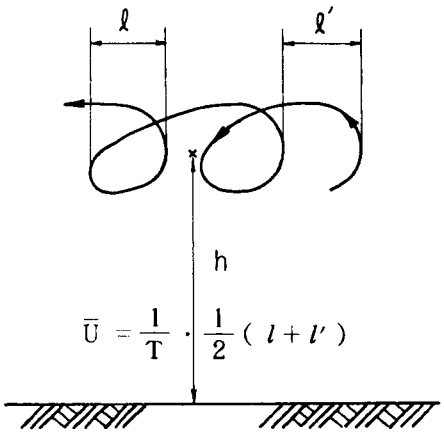
図－1・3・18　砕波後の水粒子の水平方向流速変化

3・18ではX/L＝0.25と0.95の地点）．しかし，砕波帯を通過した後の気泡連行を伴なわない領域に近づくにつれて水粒子速度は除々に減少し砕波時流速より小さくなる（図－1・3・17（a）ではX/L＝2.10，図－1・3・17（b）ではX/L＝1.30，2.00図－1・3・18ではX/L＝2.00の地点）．このように，砕波直後の気泡を多量に含む波の波高は既に2－6で詳述したように砕波時の波高よりかなり小さいにも拘らず，水粒子速度の方が逆に大きくなっており，これは式（1・3・8）や式（1・3・9）に示すような波高Hが大きいほど水粒子速度が大きくなるような従来の波動理論では説明できない．この機構についてここで考えてみよう．砕波後の波は砕けることにより，後述（2－8）のように砕波前の基本周波数成分以外に，高次の周波数成分の波が生起することが明らかにされる．この高次周波数成分波は基本周波数の波より周期が短かいため，2－8で述べるように，深海波領域となるので水粒子速度は静水面近傍の波面で大きく，静水面下では急激に減少する分布を示すのであろう．したがって，砕波帯の中ではこの砕波により生起した高周波数成分の寄与のために，$(z+h_b)/h_b>0.8$の範囲で急激に大きくなったものと推察される．また砕波点よりも砕波直後の方が水粒子速度が大きいのは(i)特にspilling breakerの場合は高周波数成分の波高は砕波時より砕波直後の方が増大すること（後述の図－1・3・28（a）参照），(ii)砕波直後に高周波数成分波が一部自由波となりこの水粒子速度が基本周波数の成分波の水粒子速度に加算されること，などによるものと考えられる．一方，波の谷の位相における水平方向の水粒子速度は図－1・3・18に一例として示されているように，砕波後は砕波点から波の進行にともないほぼ一様に減衰し，且つ鉛直方向の分布も波の谷の水表面では水底近傍の水粒子速度より若干大きくなる程度であって，波の峰の位相での水粒子速度に比してその変動は極めて小さい．

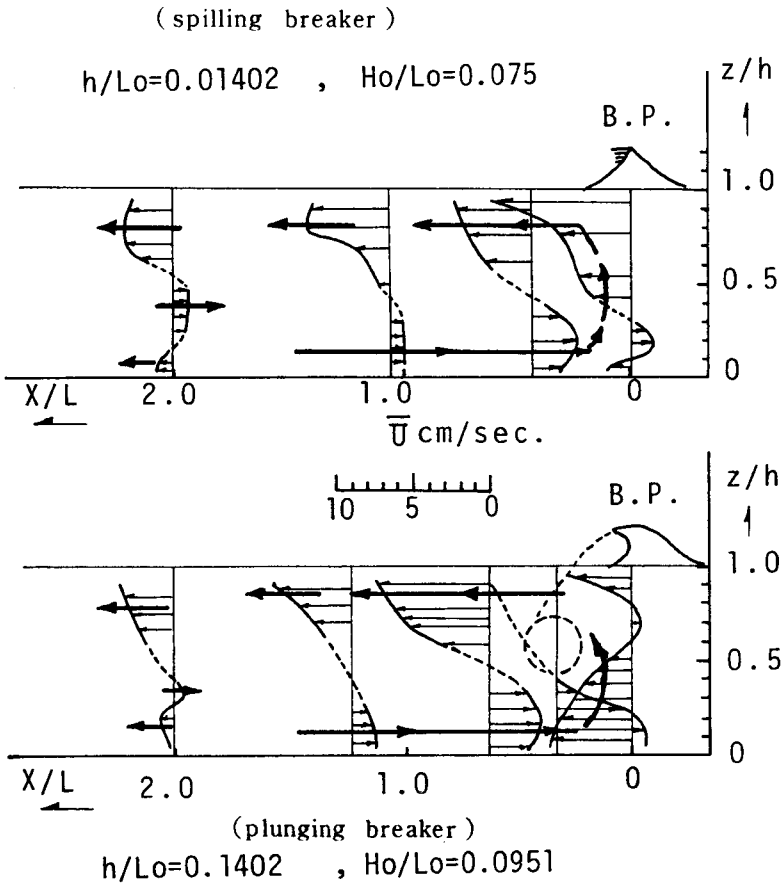
つぎに，残留速度について検討を加える．従来の研究によると一様傾斜面では，net flow patternとしてJohnson & Eagleson[8]の観測したnet flow patternとそれとは傾向の全く異なる堀川[9]らのnet flow patternの二つがある．このような傾斜面では水深が0になる汀線部分が存在するのでもどり流れが顕著に観測されるため，比較的明瞭な残留速度が得られている．ところで本章で取り扱う一定水深域でも2－5の平均水位変動で述べたように質量輸送が認められること，また実験水槽が有限長であることを考慮すると，傾斜面の砕波で観測されたようなnet flow patternが傾斜面のように明確ではないけれども存在するものと考えられる．そこで図－1・3・19に示すように一周期当りの残留速度$\bar{U}$を式（1・3・10）に示すような平均位相差を用いて定義して，この$\bar{U}$の値

$$\bar{U}=\frac{1}{2}(\iota+\iota')\cdot\frac{1}{T}\qquad(T：波の周期)\qquad\cdots\cdots(1\cdot3\cdot10)$$

を求めた一例を示すと図－1・3・20のようである．同図に示すように残留速度には波の進行方向と同方向を示すものとその逆方向を示すものがあり，底面近傍では波の進行と逆方向の残留速度が卓越しているのに対し波表面部では波の進行と同方向の残留速度が卓越している．この波の進行方向と同じ方向を示す残留速



図－1・3・19　残留速度 U の定義

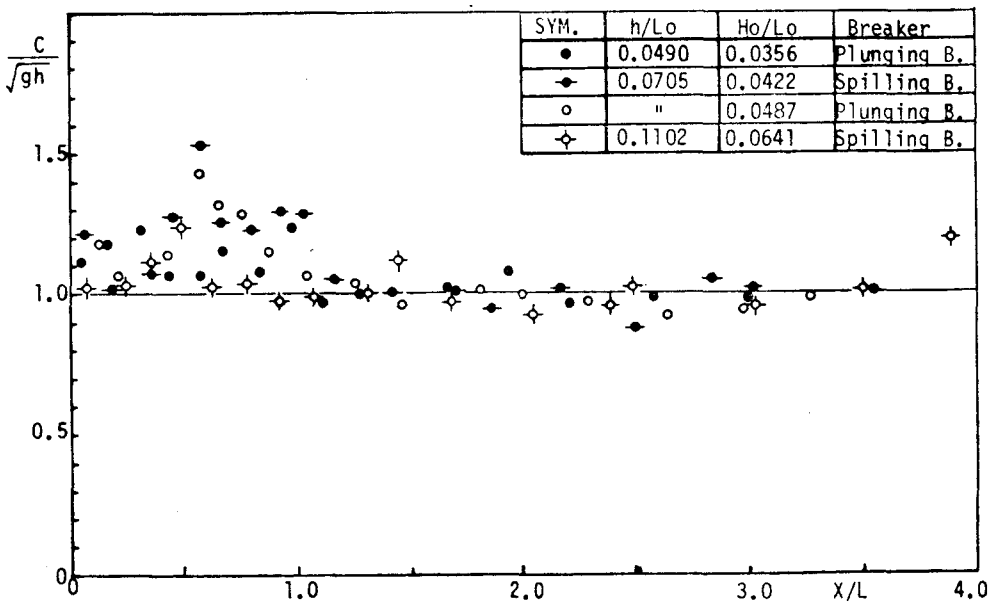


図－1・3・20　Net Flow Pattern

度は砕波直後一番大きいが，波の進行に伴ない急激に小さくなっていく．この残留速度の分布を少し概略的に示すと図－1・3・20の太い矢印に示すごとくであって，堀川らの傾斜面の砕波に伴なうnet flow patternと比較的よく一致しており，砕波点が一種の障害壁の役割を果す形となっている．なお，plunging breakerの場合はspilling breakerより残留速度の絶対値そのものが大きく，したがって波の進行と逆行する傾斜面でいうもどり流れ的な残留速度もまた幾分大きい．

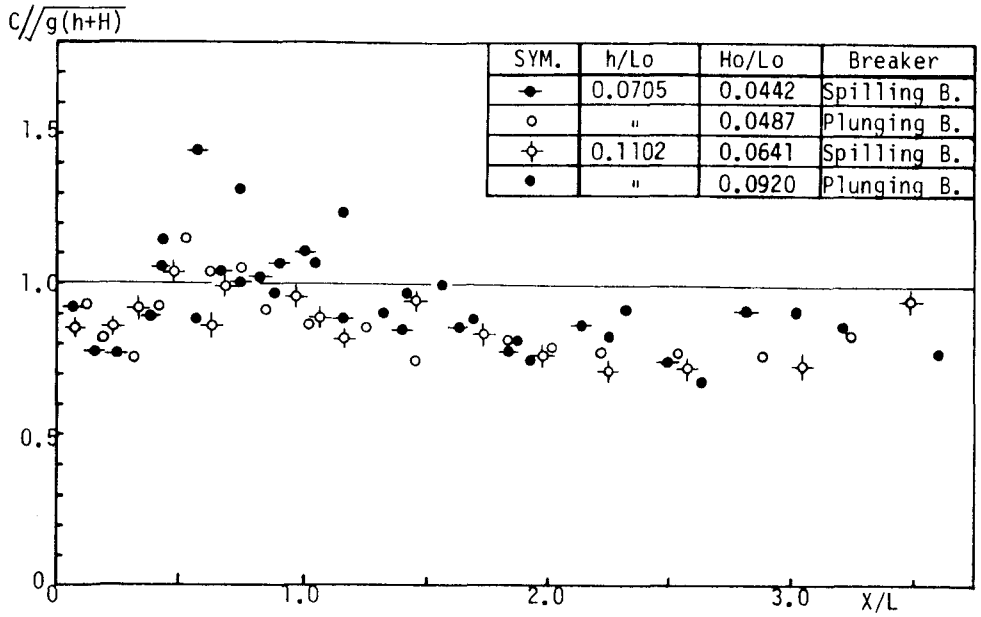
2－7・2 波 速

既に述べてきたように，砕波後の気泡連行領域では，波高及び波形の変化が著しいので，波速も著しく変化しているものと推定される．したがって，波速の変化を正確に把握するためには，波高計の設置間隔を密にしなければならない．本研究では最も密な配置間隔としては波高計の相互干渉効果のない最小間隔として10 cm間隔を採用したが，波形が再び砕波前のような整正な波形になる地点ではそれ以上に間隔を広くして波形を計測した．波速は波の峰の位相の移動速度として求めたが，気泡連行領域では計測波形に変動があるため4～5波の平均値を採用している．砕波点近傍の波速Cは図－1・3・21に示す



図－1・3・21 砕波後の波速（微小振幅波の波速との比較）

ように（同図のX/L＝0は砕波点である.）微小振幅波の波速$\sqrt{gh}$より大きいが，波の伝播にともない波高は著しく減衰するのに対し（図－1・3・13，図－1・3・14参照），波速の方は逆に大きくなり，X/L≒0.4～0.6で極大値をとり，その後減少して$\sqrt{gh}$に近い値を示すようになる．そして，この特性はH_0/L_0とh/L_0によってほとんど影響されないことも同図より認められる．この波速の変化は上述の2－7・1の水粒子速度の変化とよく一致しており，水粒子速度の場合と同様既往の理論ではその変化の実態の説明がつかないことは明らかである．なお，これは，水粒子速度の場合と同様，高次の周波数成分波の寄与により，砕波直後の方が砕波時より大きな波速を示すものと推察される．図－1・3・22は孤立波理論[10]の波速$\sqrt{g(h+H)}$と実測値の波速との比較を示したものであるが，波速が極大値を示す地点では計測波速が$\sqrt{g(h+H)}$より大きくなるが，それ以外の領域では孤立波の波速より小さくなり，本論のような一定水深域での周期波の砕波の場合も傾斜水域での砕波同様，砕波後の波の波速に孤立波理論を適用することはできない．



図－1・3・22　砕波後の波速（孤立波の波速との比較）

2－8　砕波にともなう波形の乱れ

本章の2－3と2－6で既に明らかにしてきたように，砕波帯における波動は砕波前の整正な波形と異なり非対称性が著しく，かつ，乱れた波形を呈するので，波動内部の水粒子の運動も砕波前と異なった複雑多岐にわたる挙動を示す．砕波にともなう波動内部の乱れの構造は，この水粒子速度の詳細な変動特性が判明しない限り解明されないが，現在精度高い計測器がないことから，2－7で述べた程度の論議しかできず，直接水粒子の速度の時間変動について詳細な論議をすることは困難である．ところで，気泡の連行を伴なう乱れは静水面上の波面に集中しており，本章の2－7で述べたように，その部分での水粒子速度の波の進行に伴なう減少が著しいこと，Richardson[11] が砕波の波動内部の流速と水面波形の間の周波数特性の相関関係が大きいことを現地実測値より指摘したこと，などにより，静水面近傍の水粒子速度と強い相関関係を有すると考えられる水面波形の周波数特性を解析することによりある程度砕波後の波の乱れ特性の解明の糸口がつかめるものと判断される．

上述したように，砕波帯内では，砕波前の整正な波形に比して，波形は極めて乱れているが，本論ではこの波形の乱れをつぎのように考える．つまり，砕波という極めて非線型性の強い現象により，波は高次の周波数成分に分解され，こういった分解された数多くの周波数成分波の合成された形として砕波後の波が構成されるため，砕波前の波形と比して極めて乱れると考える．

いうまでもなく，砕波帯内では波は波動として保持できない過剰のエネルギーを放出しており，波動としては一種の極限状態に達しているものと考えられる．したがって，水面波形を構成する成分素波の構成のされ方にある種の限界状態が存在しよう．このような極限状態での論議は次元解析によるのが便利であるから，ここでも次元解析により成分波高スペクトルH(f) の特性について明らかにする．

2－8・1　次元解析にもとづく平衡勾配

波高スペクトルH(f) を支配する物理量は式（1・3・11）に示すように，重力加速度：g，周波数：f，水深：h，気泡を含む流体の密度：ρ^*，気泡を含む分子粘性係数：μ^*，表面張力：$\boldsymbol{K}$，である．

$$H(f) = F(g, f, h, \rho^*, \mu^*, \boldsymbol{K}) \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 3 \cdot 11)$$

構成周波数 f の領域により，式（1・3・11）に示す6つの物理量のH(f)に寄与する重要度が変化する．そこで，周波数 f に対応して卓越する物理量を抽出し，H(f)の次元が〔L〕であることから，〔L〕と同一の次元を持つように諸量を組合せると以下に示す式としてH(f)をあらわしうる．

i）低周波数（浅海重力波域）：$f < f_1$（図－1・3・23参照）

$$H(f) = F_1\ (h,\ g,\ f)$$

$$= C_1 \cdot g^{1/2} \cdot h^{1/2} \cdot f^{-1} \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 3 \cdot 12)$$

ii）中間周波数（深海重力波域）：$f_1 < f < f_c$（図－1・3・23参照）

$$H(f) = F_2\ (g,\ f)$$

$$= C_2 \cdot g \cdot f^{-2} \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 3 \cdot 13)$$

iii）高周波数（表面表張力波域）：$f_c < f < f_K$（図－1・3・23参照）

$$H(f) = F_3\ (f,\ \rho^*,\ \boldsymbol{K})$$

$$= C_3 \cdot \boldsymbol{K}^{1/3} \cdot \rho^{*\,-1/3} \cdot f^{-2/3} \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 3 \cdot 14)$$

iv）粘性域：$f > f_K$（図－1・3・23参照）

$$H(f) = F_4\ (\mu^*,\ \rho^*,\ f)$$

$$= C_4 \cdot \rho^{*\,-1/2} \cdot \mu^{*\,1/2} \cdot f^{-1/2} \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 3 \cdot 15)$$

ただし，$C_1 \sim C_4$ は無次元係数である．

式（1.3.12）～式（1・3・15）に示すように，成分波高スペクトルH(f)は構成する周波数 f の領域により，4つの異なった分布形をとることがわかる．重力が復元力となる場合は，図－1・3・23に模式的に示されているように，$f < f_1$ の浅海波あるいは長波域に属する周波数 f に対しては，波高H(f)は"周波数 f の－1乗に比例する"分布形を示すが，$f_1 < f < f_c$ の深海波域に属する周波数 f については，H(f)は"周波数 f の－2乗に比例する"分布形をとることになる．この両者の境界周波数 f_1 は $h/L_0 = 1/2$ を満す周波数として

$$f_1 = \sqrt{g/4\pi h} \quad \text{----------} \quad (1\cdot3\cdot16)$$

で与えられる．また，f_c は重力より表面張力が復元力として卓越する周波数として

$$f_c = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{g\rho}{K}} \quad \text{----------} \quad (1\cdot3\cdot17)$$

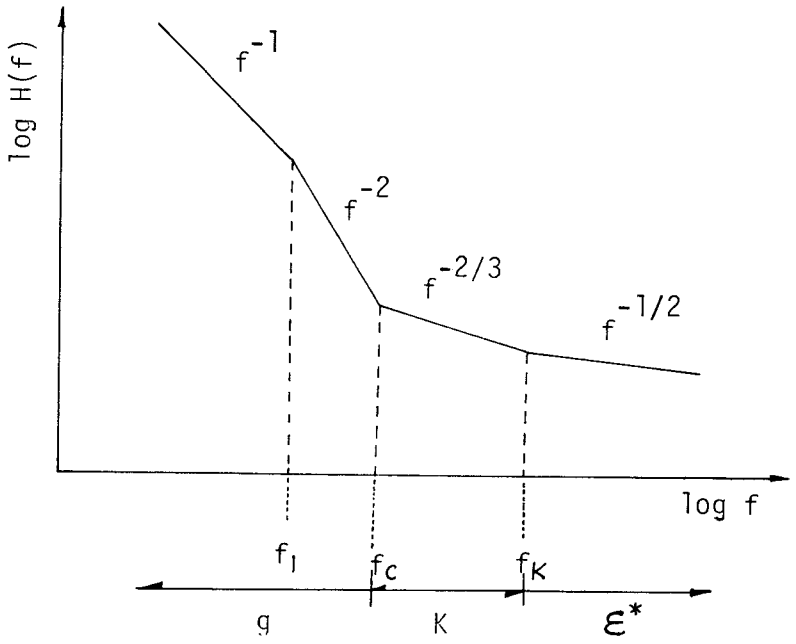
で与えられる．[12] ここで，ρ＝流体の密度である．このように，重力が復元力となる場合にはH(f)は，式（1・3・12）と式（1・3・13）の二つの式で表示されるが，後述する水理実験によれば，$f < f_c$ の重力波の範囲ではH(f) は次式の一つの式で与えてもほぼ妥当であると考えられる．

$$H(f) = C_2 \cdot g \cdot f^{-2} \cdot \left\{ \tanh\left(\frac{2\pi h f^2}{g} \right) \right\}^{1/2} \quad \text{----------} \quad (1\cdot3\cdot18)$$

なお，式（1・3・18）で，浅海域に対する周波数 f については $\{\tanh(2\pi h f^2/g)\}^{1/2} \cong (2\pi h f^2/g)^{1/2}$ となるので，式（1・3・18）は $H(f) \cong g^{1/2} h^{1/2} \cdot f^{-1}$ の式（1・3・12）の形となることは容易に理解できる．

一方，表面張力波については（$f_c < f < f_K$），H(f) は"周波数 f の－2/3 乗に比例する"分布形を，また粘性領域については"周波数 f の－1/2 乗に比例する"分布形を示す。

このように，砕波後の砕波帯の中では，波は式（1・3・12）～式（1・3・15）に示すような波高スペクトルH(f) を保ちながら，過剰なエネルギーを放出してい



図－1・3・23　成分波高スペクトルの平衡勾配の模式図

くものと考えられる．なお，f の増大にともない，H(f) は"f^{-1}"→"f^{-2}"→"$f^{-2/3}$"→"$f^{-1/2}$"に比例する波高分布を示すが，重力が復元力となる $f_1 < f < f_c$ の周波数に対して，深海波の砕波限界式として，例えば，Michell[13] の限界波形勾配を採用すると，

$$(H/L)_b = 0.142 \quad \text{------} \quad (1\cdot3\cdot19)$$

式（1・3・19）は次式のように変形されて，次元解析で得られた式（1・3・13）と同様

$$H(f) = 0.0226 \cdot g \cdot f^{-2} \quad \text{------} \quad (1\cdot3\cdot20)$$

の"$g \cdot f^{-2}$"の型が誘導できる．このことは，各々の構成成分波高は限界波形勾配により支配されるような分布をとることを意味しており，次元解析の物理的な意味がはっきりする．

2－8・2　水理実験との比較

図－1・3・24（a），（b）は $h/L_0 = 0.0311$ の場合の砕波後の成分波高スペクトルの一例を示したもので，（a）は spilling breaker，（b）は plunging breaker の代表例が示されている．なお，同図の波の基本周波数は 0.85 HZ である．また，気泡連行領域は（a）の spilling breaker の場合は $X_A/L \leqq 0.75$，（b）の plunging breaker の場合は $X_A/L \leqq 1.50$ である．同図に示すように，気泡連行を伴なう領域では，基本周波数 f_0 とその基本周波数の7～12倍程度の整数倍の調和成分波が砕波前と比してきわめ

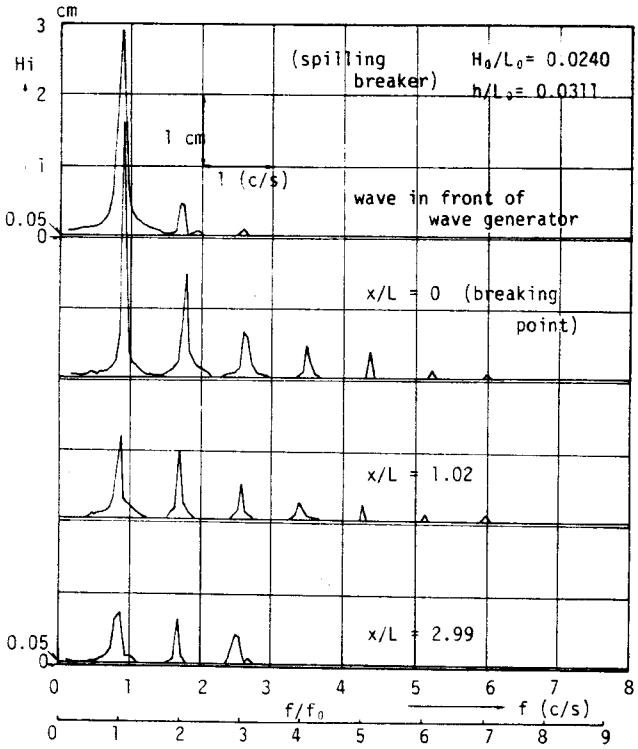
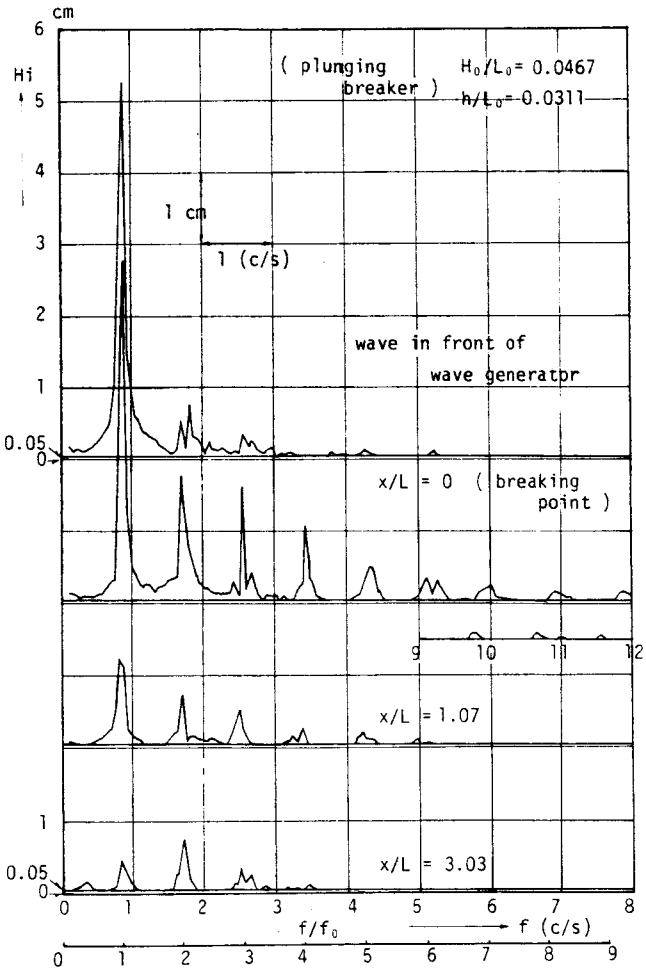


FIG. - 1

図－1・3・24(a)　成分波高スペクトルの一例
（spilling breaker の場合）

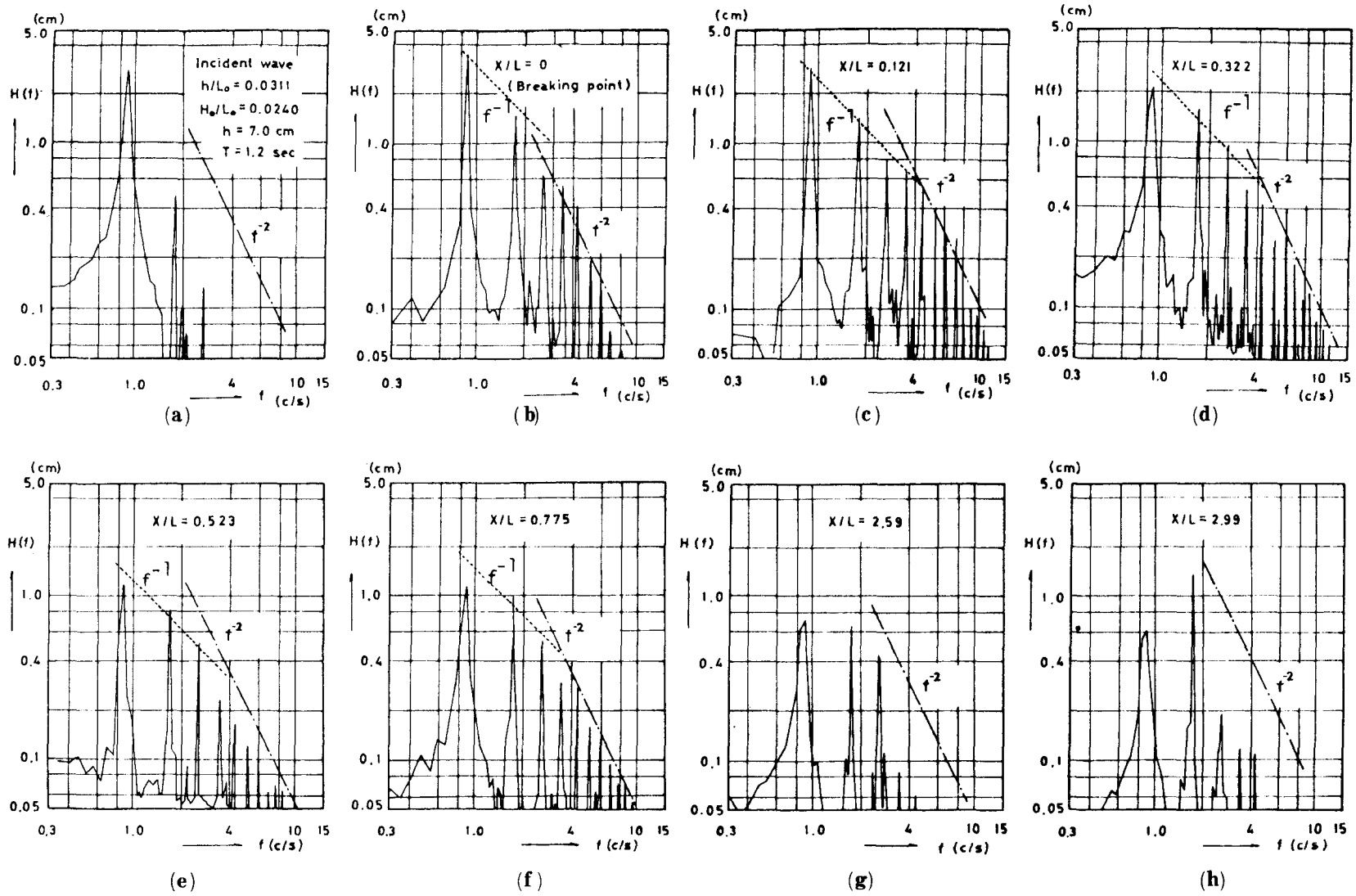
て卓越しており，他の周波数成分は無視されるほど小さい．このことは，砕波は沖波での基本周波数（あるいは，周期）を保持するものの，高次の調和成分波に分解†されるため，波形は正弦波から著しく歪むことを示しており，**2－6・2**で述べた波形の歪みはこの高次の調和成分波によることは明らかである．また，**図－1・3・24**によれば，plunging breakerの方がspilling breakerより，高次の調和成分波の波高が大きく，波形の乱れはplunging breakerの方がspllling breakerより大きいことも明らかであろう．



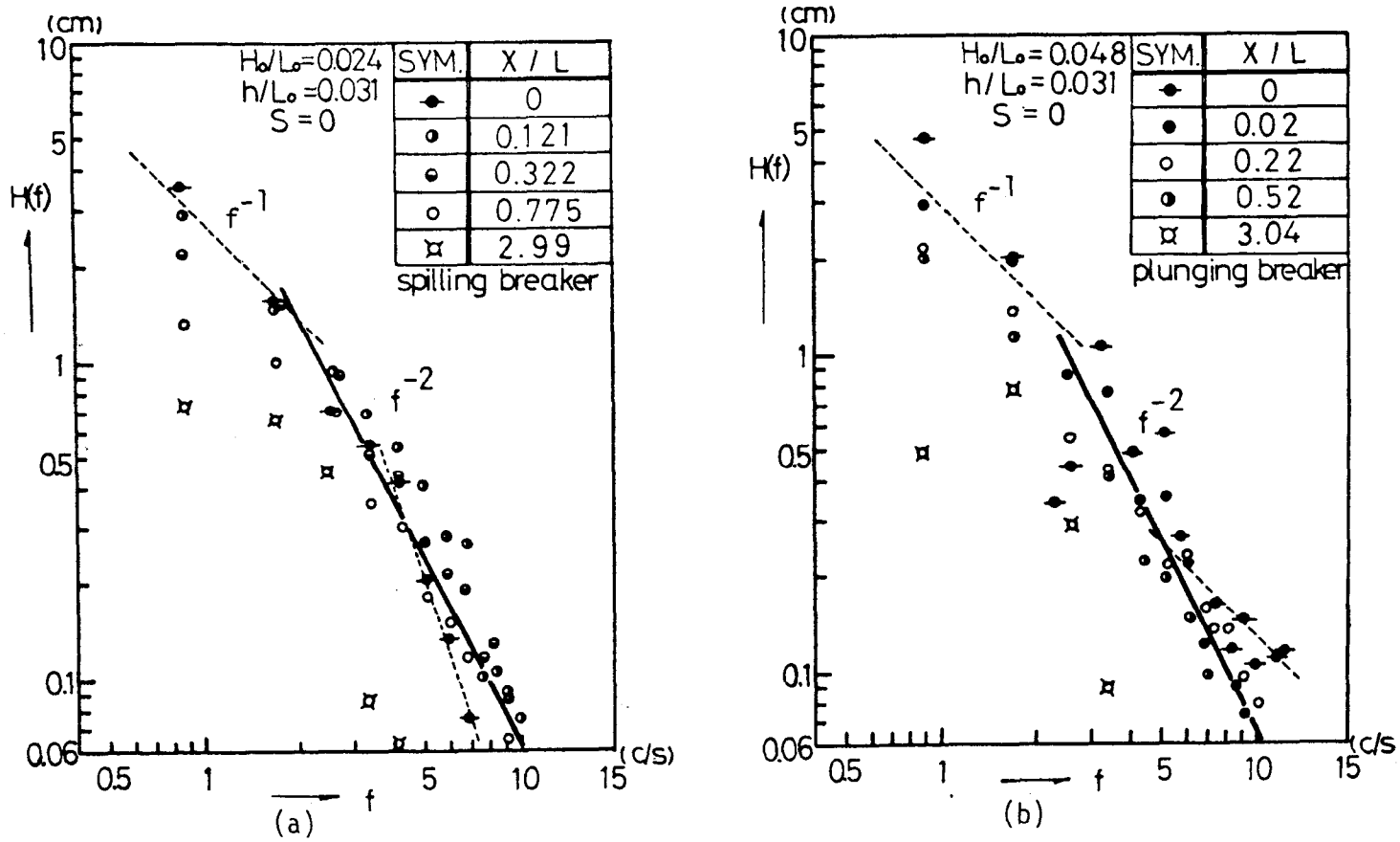
図－1・3・24(b)　成分波高スペクトルの一例（plunging breakerの場合）

波の進行にともなう波高スペクトル$H(f)$の詳細な変化をlog－logスケールで示したのが**図－1・3・25**と**図－1・3・26**である．**図－1・3・25**によれば，気泡の連行を伴なう$X_A/L \leqq 1.05$の範囲では（**図－1・3・25**(b)，(c)，(d)，(e)，(f)），式（1・3・16）で与えられる$f_1 = \sqrt{g/4\pi h} \cong 3.34^{Hz}$近傍の周波数を境にして$0.85^{Hz}$ $(=f_0) < f < 3.34^{Hz}$の低周波数域に対しては$H(f)$はほぼf^{-1}に比例するような分布形を，また，$3.34^{Hz} < f < 13.3^{Hz}$ $(=f_K)$の高周波数域に対し，$H(f)$はf^{-2}に比例するような分布形を示すことが認められる．一方，砕波前（**図－1・3・25**(a)）の波，あるいは，砕波帯を通過した後の気泡の連行をともなわない再整された波の場合（**図－1・3・25**

†必らずしもすべてが自由波になることを意味するものではない．



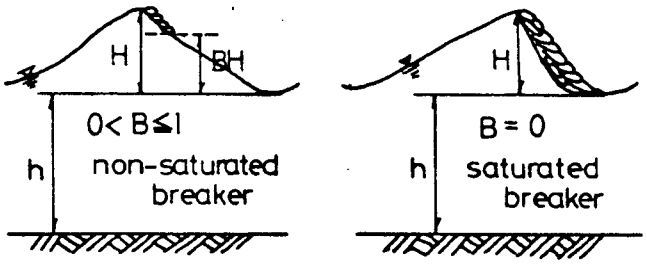
図－1・3・25　波の伝波にともなう成分波高スペクトルの変化（S ＝ 0）



図－1・3・26　成分波高スペクトル（卓越成分波）

(g)，(h)参照）はf^{-1}とf^{-2}に比例するような分布形をH(f)は示していない．したがって，砕波帯内の気泡連行をともなうエネルギー逸散の激しい領域でのみH(f)はf^{-1}とf^{-2}に比例するような分布形を示し，この特性は比水深h/L_0，あるいは波形勾配H_0/L_0にほとんど左右されない（図－1・3・25と図－1・3・26参照）ことから，f^{-1}とf^{-2}は重力が復元力となるような周波数域に対する"限界勾配"，あるいは一種の"平衡勾配"と判断される．つまり，波はvortexと気泡を連行しながら成分波高が，f^{-1}とf^{-2}に比例するような分布形を保ちながらエネルギーの放出を行ない減衰していくものと推察される．この"限界勾配"について更に検討してみよう．

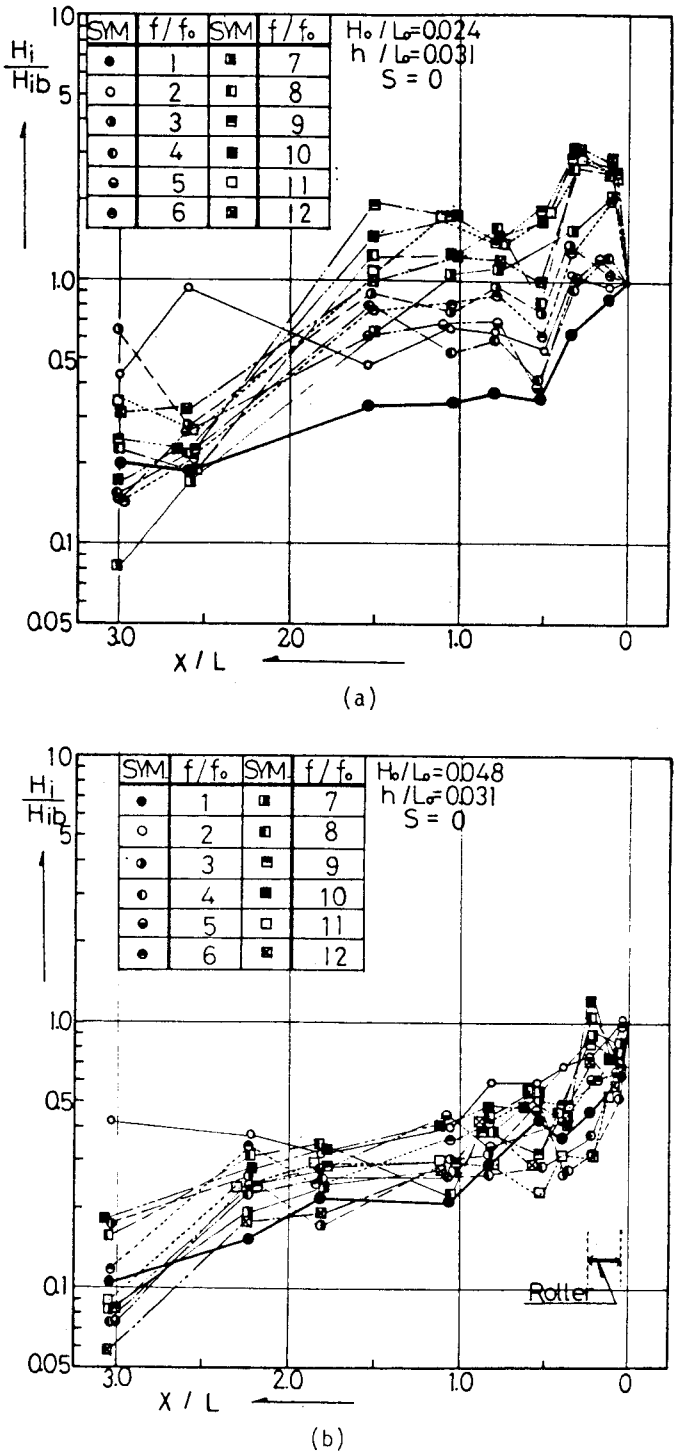
図－1・3・26(a)に示すspilling breakerの場合は，砕波瞬時（X/L＝0）は高周波数側の波高スペクトルの勾配はf^{-2}より大きく（図中で破線で示す），また砕波前の特性を有している．これはMéhauté[14]が指摘したように砕波の乱れが波全体に"saturate"していないためであり（図－1・3・27参照），したがって乱れがsaturateしている，例えばX/L＝0.121，X/L＝0.322地点では高周波数側の波高スペクトルはf^{-2}の型となっており，図－1・3・25からでも同様の事が判明する．一方，f^{-1}の勾配については，$f<f_1$（≅3.3HZ）を満す成分波が少ないため充分論議できないが，砕波点ではf^{-1}より急な勾配となっているものの，乱れの"saturate"している地点（例えば，X/L＝0.121，0.322，0.523）ではほぼf^{-1}に比例する分布形をH(f)が示している．この気泡連行を伴なう砕波帯では，基本周波数あるいはその2倍周波数といった低周波数の成分波高の低減が著しいのに対し，図－1・3・28(a)にも示すように基本成分周波数の4倍以上の卓越周波数成分波の波高が逆に大きくなる．これは，上述したように，spilling breakerは砕波した後で乱れが波全体に"saturate"するためである（図－1・3・27参照）．



図－1・3・27　non－saturated breakerとsaturated breakerの模式図

このことは低周波数側から高周波数側へエネルギーの輸送がなされることを示すものと

いえる．また砕波帯をすぎると，高次の周波数成分ほど急激に減少し，前述したように例えばX/L＝2.99地点のようにf^{-1}とf^{-2}の限界勾配から著しくはずれてしまう．一方，plunging breakerの場合は図－1・3・26（b）に示すように，波頭部が波先におおいかぶさるようにして砕けるため砕波時（最高の波高を示す時点）の成分波の波高スペクトルはspilling breakerの場合ほど整正な形を示さず，低周波数側（$f < f_1 = 3.3^{Hz}$）についてはほぼf^{-1}の分布を示すものの，高次の周波数側（$f_1 < f < f_c$）では－2より緩やかな－1程度の勾配を示し（図中で破線で示す），この点spilling breakerと対照的である．また，このplunging breakerの場合も乱れが"saturate"する状態になれば，X/L＝0.22，X/L＝0.52地点のようにf^{-1}とf^{-2}の"限界勾配"がほぼ成立している．この場合，砕波後の低周波数側の波高低減が，spilling breaker



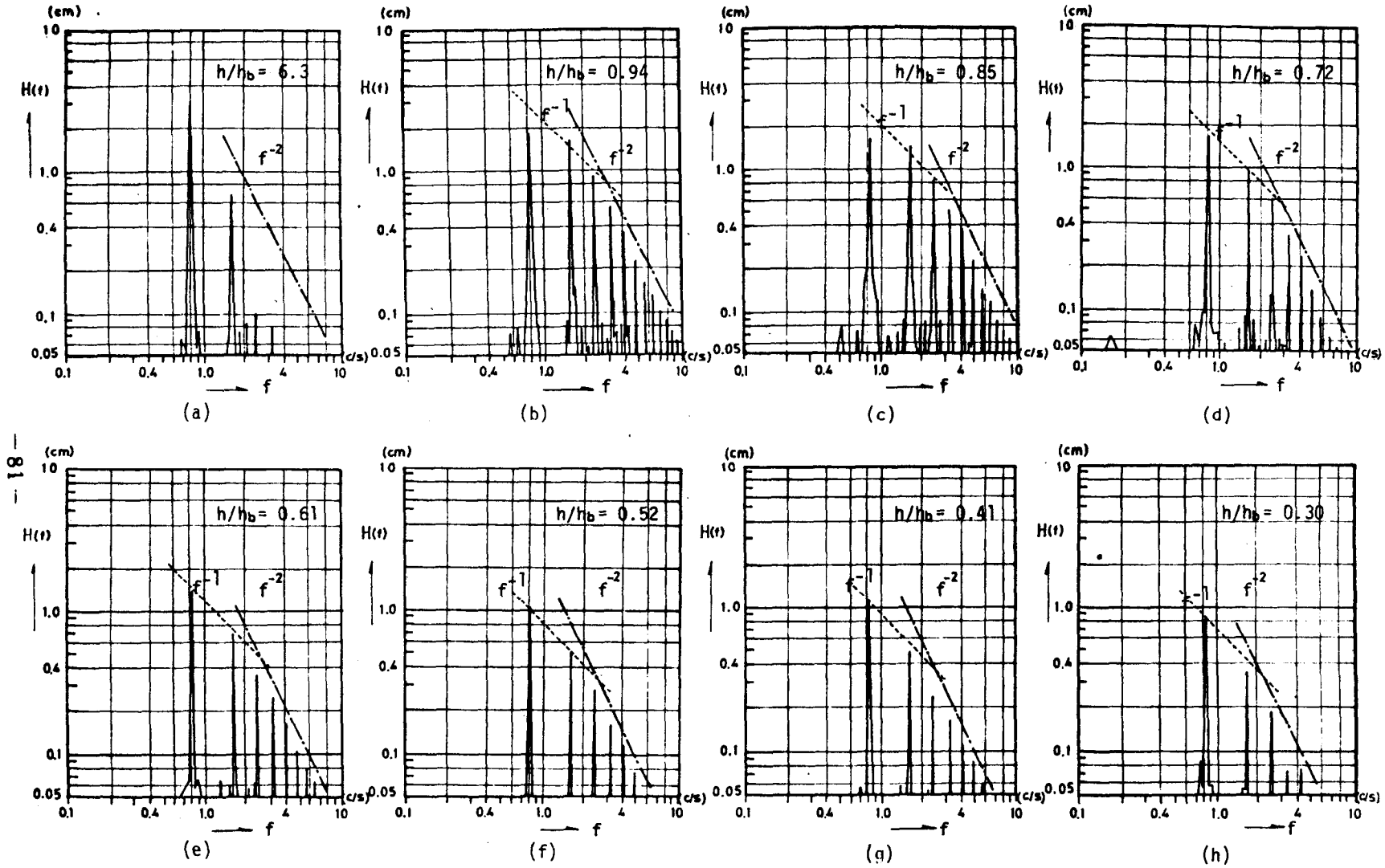
図－1・3・28　成分波高の変化（S＝0）

の場合より著しいが，その割には高周波数側の波高の増加が小さく，**図－1・3・28**に示すようにspilling breakerの場合と異なり砕波直後からほぼ減衰している．これは，plunging breakerの場合，砕波直後horizontal rollerの形成を伴なうことを考えると，この波動内部に形成されるrollerに成分波のエネルギーが消費されたものと判断される．

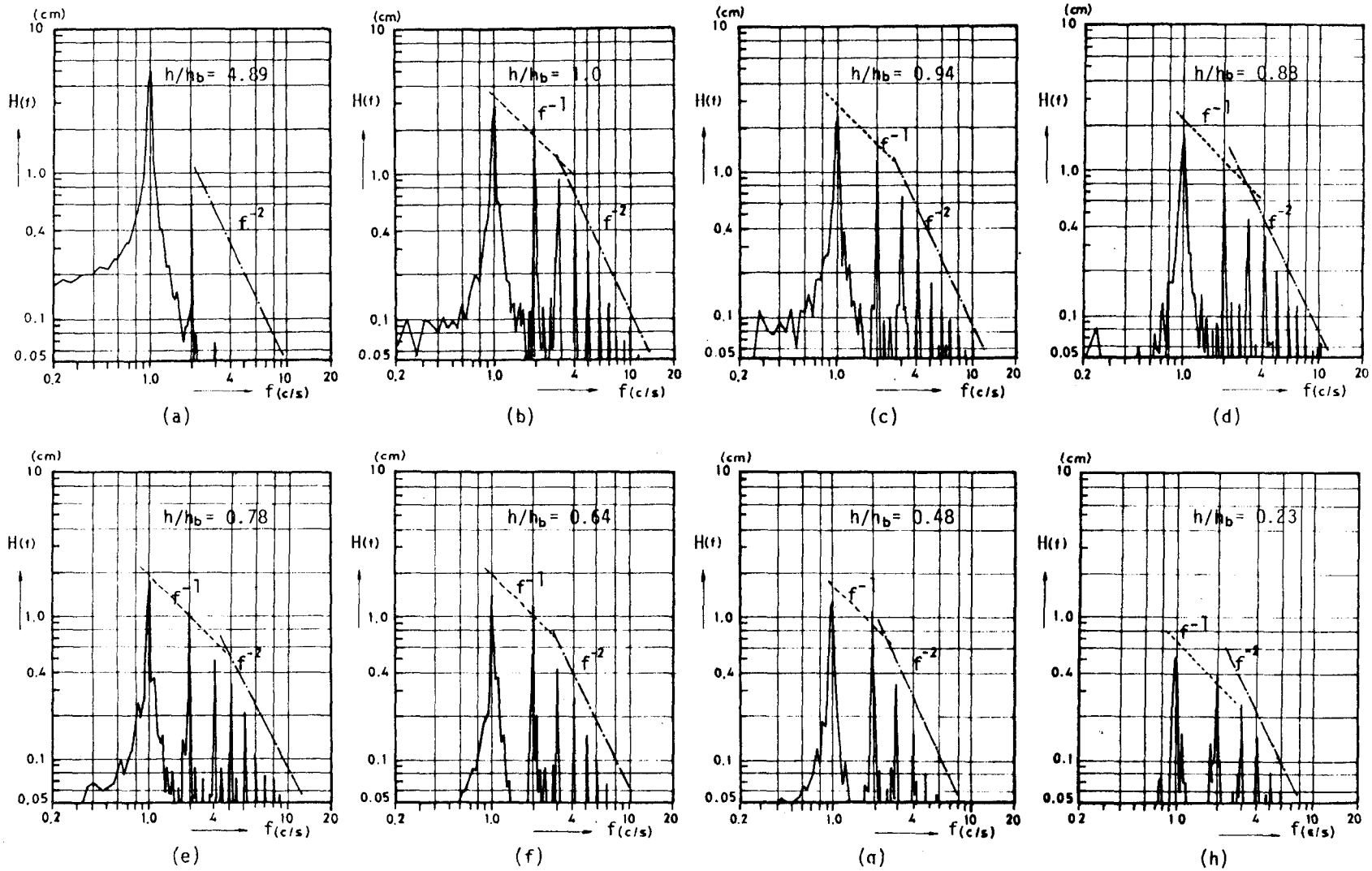
また，乱れが"saturate"した後は，砕波型式に関係なく，波の進行にともない高次の周波数成分ほど減衰が大きい．これは，乱流理論[15]で明らかにされているように，乱れによるエネルギー逸散が波数の2乗に比例するため，周波数の高い成分波ほど早く減衰するものと推察される．

以上，一定水深域での砕波後の波の成分波高スペクトルの変化について論じてきたが，比較のため傾斜水域の砕波後の波の成分波高スペクトルの変化[16]について若干述べておこう．**図－1・3・29**は水底勾配$S=1/25$で$H_0/L_0=0.015$，$T=1.22^{sec}$の波の成分波高スペクトル$H(f)$の変化を，**図－1・3・30**は$S=1/40$で$H_0/L_0=0.049$，$T=1.0^{sec}$の波の成分波高スペクトル$H(f)$の変化を示したものである．同図から判明するように，砕波後は基本周波数f_0の高次の調和成分波高が卓越的に大きくなり，とくに，$\sqrt{g/4\pi h}<f<13.3^{Hz}$（$=f_c$）の範囲の高周波数域については砕波帯内では$H(f)$はほぼ$f^{-2}$に比例しており，さらに，**図－1・3・31**に示すように，沖波波形勾配H_0/L_0と水底勾配Sによる変化は小さく，ほぼ両者については無関係と判断される．一方，$f<f_1$の低周波数域については，**図－1・3・29**，**図－1・3・30**に示すように気泡連行を伴なう砕波帯（**図－1・3・29**では$1\geqq h/h_b\geqq 0.18$が砕波帯，**図－1・3・30**では$1\geqq h/h_b\geqq 0.48$が砕波帯）では$H(f)$はf^{-1}に比例する分布形を示したり，示さなかったりするが，いずれにしても実験波の周期が短いため．低周波数（$f<f_1$（$=\sqrt{g/4\pi h}$））に対するf^{-1}の検討は充分できない．この低周波数域については今後水理実験を行なって論議する必要があると思われる．この低周波数のf^{-1}については若干問題はあるものの，**図－1・3・32**に示すように傾斜水域においても，f^{-1}とf^{-2}にほぼ比例するような波高分布をとりながら，砕波帯でエネルギーの放出をおこなって波が減衰していくことが認められ，一定水深域での砕波と同じである．

一方，$f_K>f>f_c$の表面張力が復元力として作用する周波数については，**図－1・3・33**に示すように，$H(f)$の絶対値が極めて小さいが，$f^{-2/3}$に比例するような分布形を示す場合が多く，この点でも次元解析の妥当性が水理実験により証明されたと考えてよい．なお，粘性域については，次元解析によれば，$f^{-1/2}$に比例するような分布をとるはずであるが，著者のおこなった実験では20^{Hz}のLow passfilterを用いたために，この領域に



図－1・3・29　成分波高スペクトル（$S=1/25$, $H_0/L_0=0.015$, $T=1.22$sec の場合）



図－1・3・30　成分波高スペクトルの変化（$S = 1/40$, $H_0/L_0 = 0.049$, $T = 1.0^{sec}$ の場合）

ついては充分検討できなかったので，今後検討しなければならない．

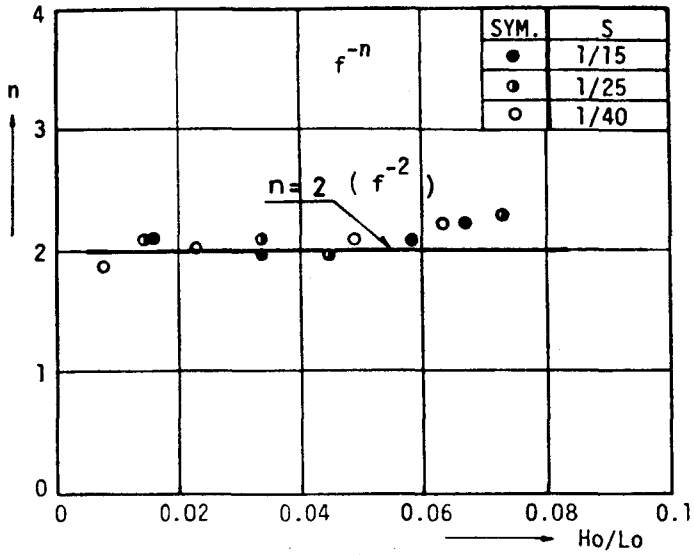
このように，砕波帯の波は高次の調和周波数の波に分解され，低周波数から高周波数に移行するにつれて f^{-1}，f^{-2}，$f^{-2/3}$ に比例するような波高分布を"限界勾配"としてとることが，水理実験でほぼ裏づけられたといえる．こういった，分解された成分波を Parceval の定理を用いて誘導された式（1・3・21）[17] を用いて換算した換算波高 $H_{eq.}$

$$H_{eq.}=\left[\sum_{J=1}^{\infty} H_J^2\right]^{1/2}$$

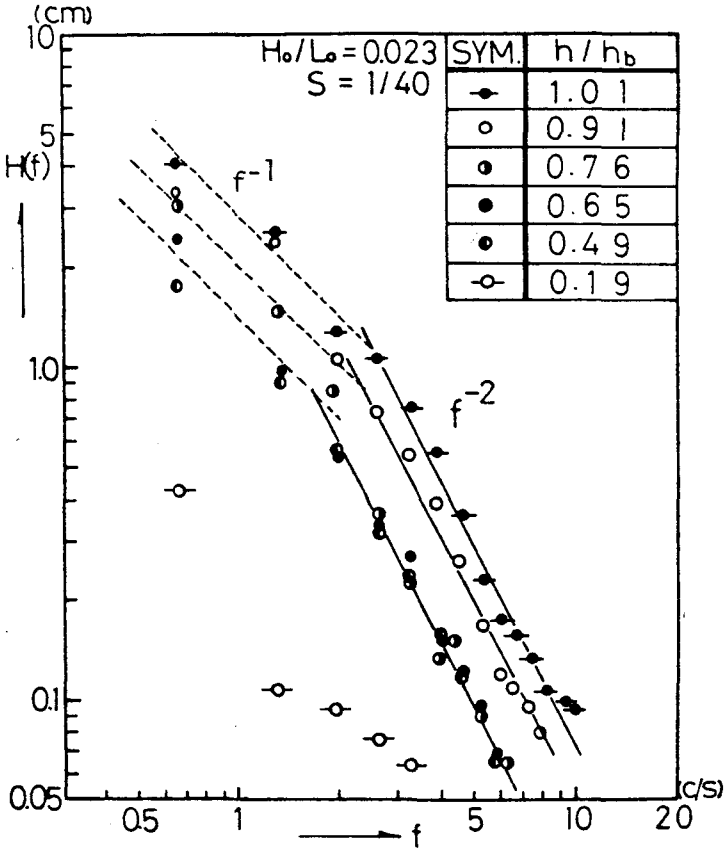
$$=2\sqrt{2}\left[\frac{1}{\bar{T}}\int_0^{\bar{T}}\eta^2(t)dt\right]$$

--------（1・3・21）

は，図－1・3・34 に示すように，実験計測波高 $H_{ex.}$ とほぼ等しくなっており（$H_{eq.}\cong H_{ex.}$），

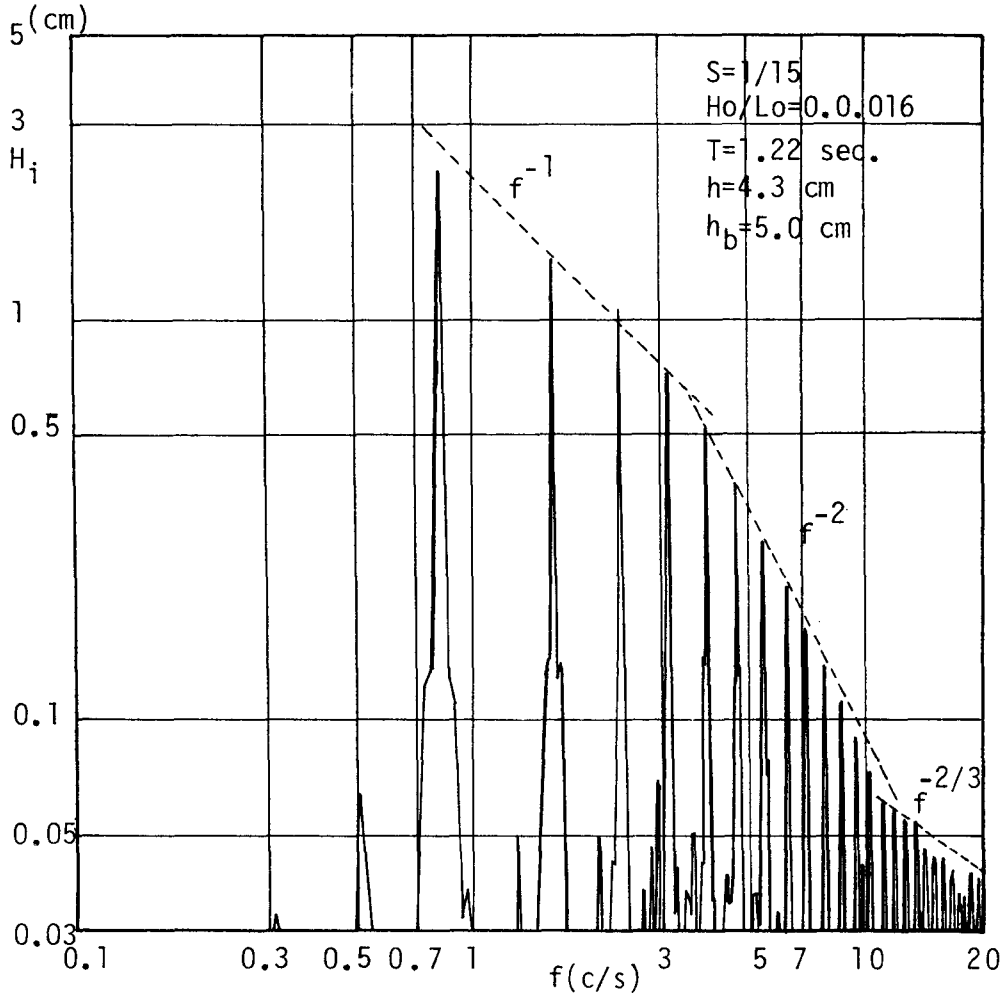


図－1・3・31　f^{-2} と S と H_0/L_0 の関係

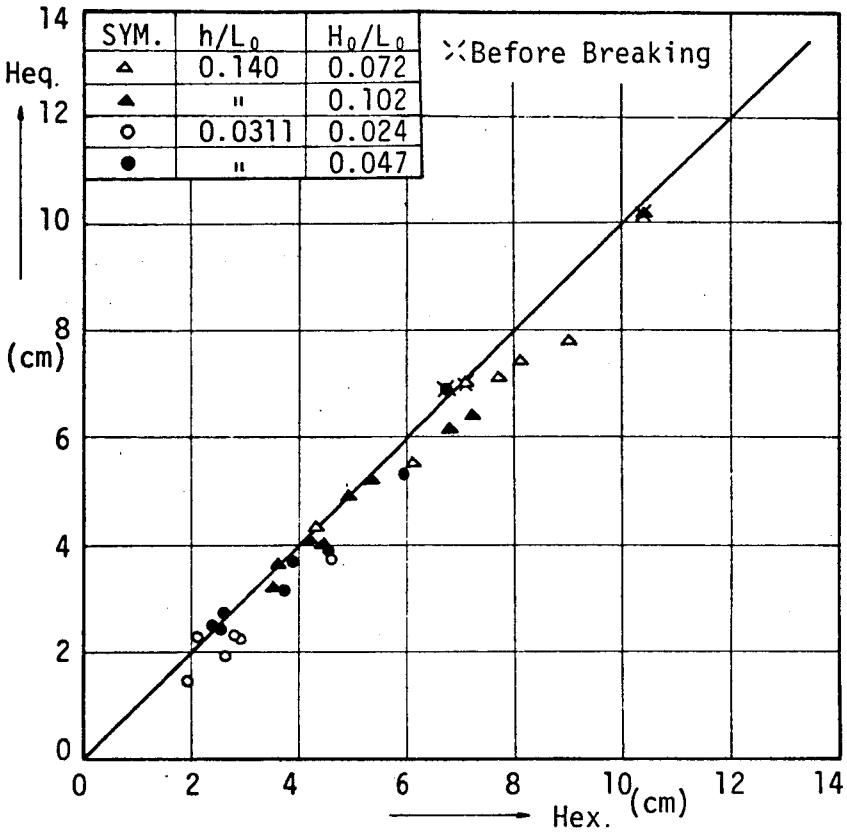


図－1・3・32　成分波高スペクトル（卓越成分波）

エネルギー的にフーリェ成分波の合成されたものとして砕波後の波を取り扱いうることの妥当性を示している.



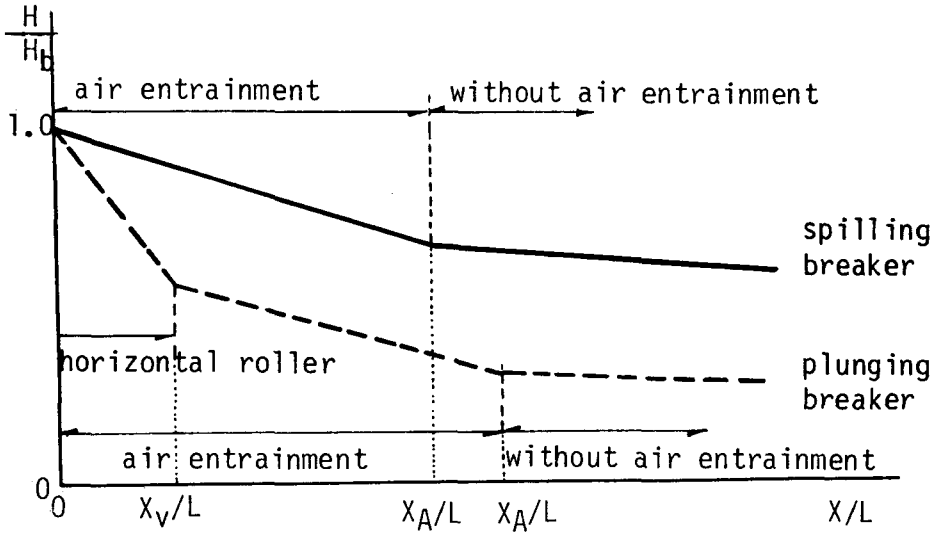
図－ 1・3・33　成分波高スペクトル



図－1・3・34　$H_{eq.}$ と $H_{ex.}$ の関係

第3節　砕波の内部機構に関する検討

前節では，水理実験により砕波の挙動の実態について明らかにしてきた．このうち，砕波後の波高減衰については2－6で詳述したように，horizontal roller を伴なう plunging breaker と horizontal roller を伴なわない spilling breaker では波高減衰の形態が異なり，2－6の結果にもとづきその波高減衰の差異の状況を模式的に示すと図－1・3・35のようになり，plunging breaker の方の波高減衰は horizontal roller の形成領域があるため spilling breaker より複雑な状況を示す．この波高減衰機構については第1章の緒論で記したように従来ほとんど論議されていないが，前節の水理実験によれば，(i)horizontal roller，(ii)底部摩擦，(iii)気泡連行をともなう乱れ，などが大きな支配要素と推察される．本節では波高減衰に及ぼす(i)horizontal roller，(ii)底面摩擦，(iii)連行気泡，などの効果をエネルギー収支の面から定量的に評価していくものとする．

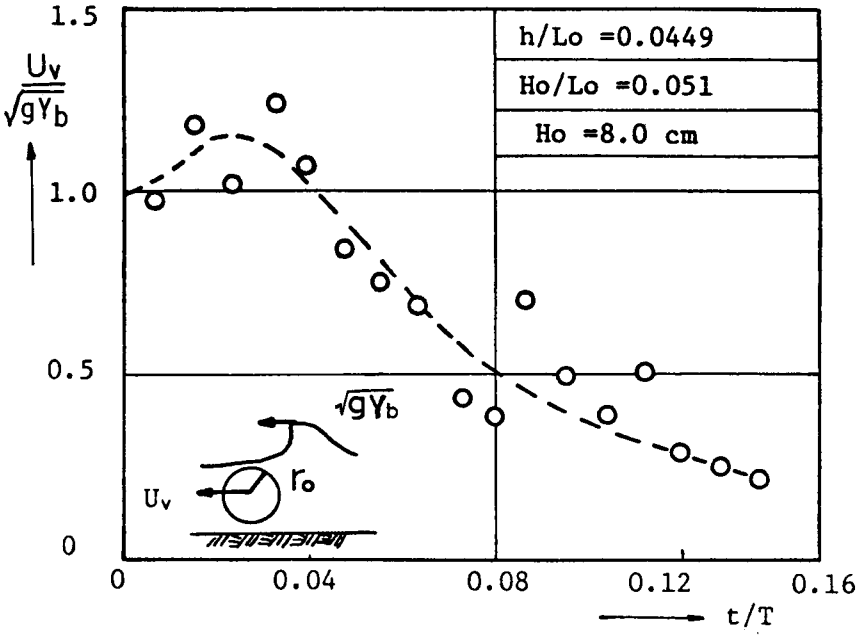


図－1・3・35　砕波後の波高減衰の模式図

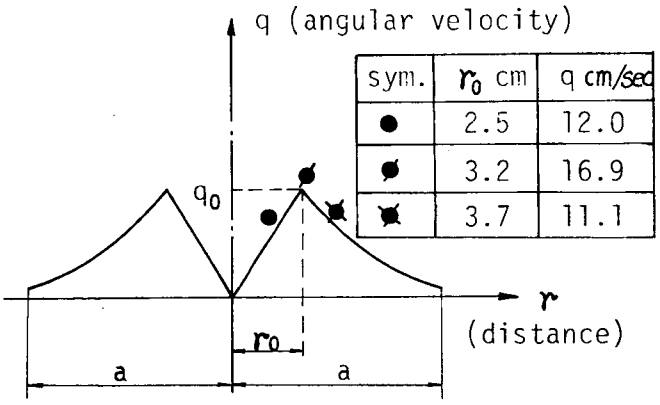
3－1　horizontal による波の減衰機構

3－1・1　horizontal roller の特性

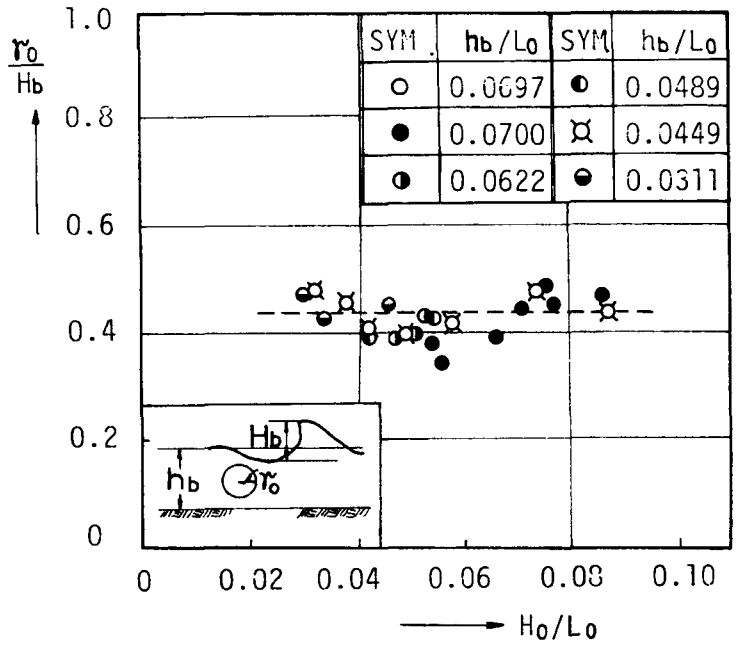
第2節で既に明らかにしたように，horizontal roller は plunging breaker の場合に波頭部が静水面と交又して形成される大きな渦である．この horizontal roller の水平方向の移動速度は図－1・3・36に一例として示されているように発生時は$\sqrt{g Y_b}$とほぼ等しい速度で移動するが，その後移動速度U_vはわずかに大きくなりその後間もなくほぼ一様に減少し$t/T=0.12$（t：発生後の時刻，T：波の周期）では$U_v/\sqrt{g Y_b}=0.25$程度となる．一方，この roller の回転軸方向の回転角速度は図－1・3・37に一例として示されているように，ある距離離れた地点r_0で最大となり，その前後で小さいといった Rankine 型に近い分布を示す．そして，その最大の角速度を示す地点r_0は図－1・3・38に示すように沖波波形勾配H_0/L_0により若干変化するが，ほぼ$r_0=0.44\ H_b$，つまり砕波時の波高の0.44倍の値をとるものと考えてよい．



図－1・3・36　horizontal roller の移動速度



図－1・3・37　horizontal roller の回転角速度

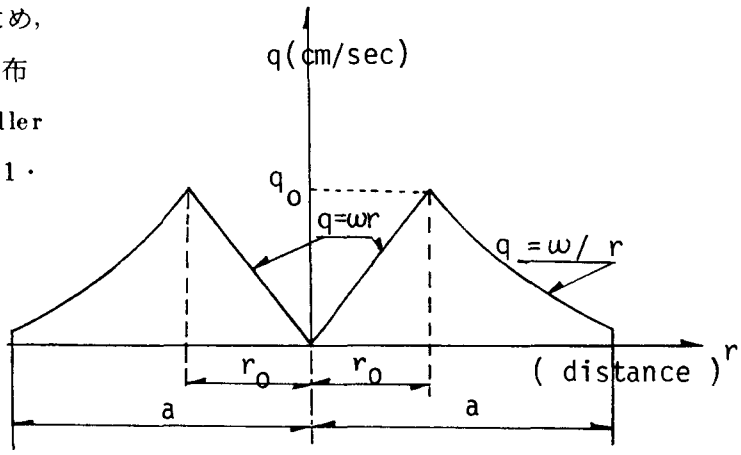


図－1・3・38　γ_0/H_b と H_0/L_0 と h/L_0 との関係

3－1・2　horizontal　roller によるエネルギー逸散率

さて，このようにhorizontal　roller の規模及び移動速度及び回転角速度の特性が判明したので，このhorizontal　roller により砕波時に波動エネルギーがどれ程消失されるか具体的に検討してみる．既に述べたようにhorizontal　roller はほぼRankine 型 vortex と考えてよいと判断されるため，図－1・3・39 に示す速度分布のroller と考えるとこのroller の持つエネルギー E_r は式（1・3・22）で与えられる[18]

$$E_r = \frac{1}{4}\pi\rho(q_0\gamma_0)^2 (1+4\ln(a/\gamma_0)) \quad \text{----------} (1\cdot3\cdot22)$$



図－1・3・39　Rankine 型 vortex

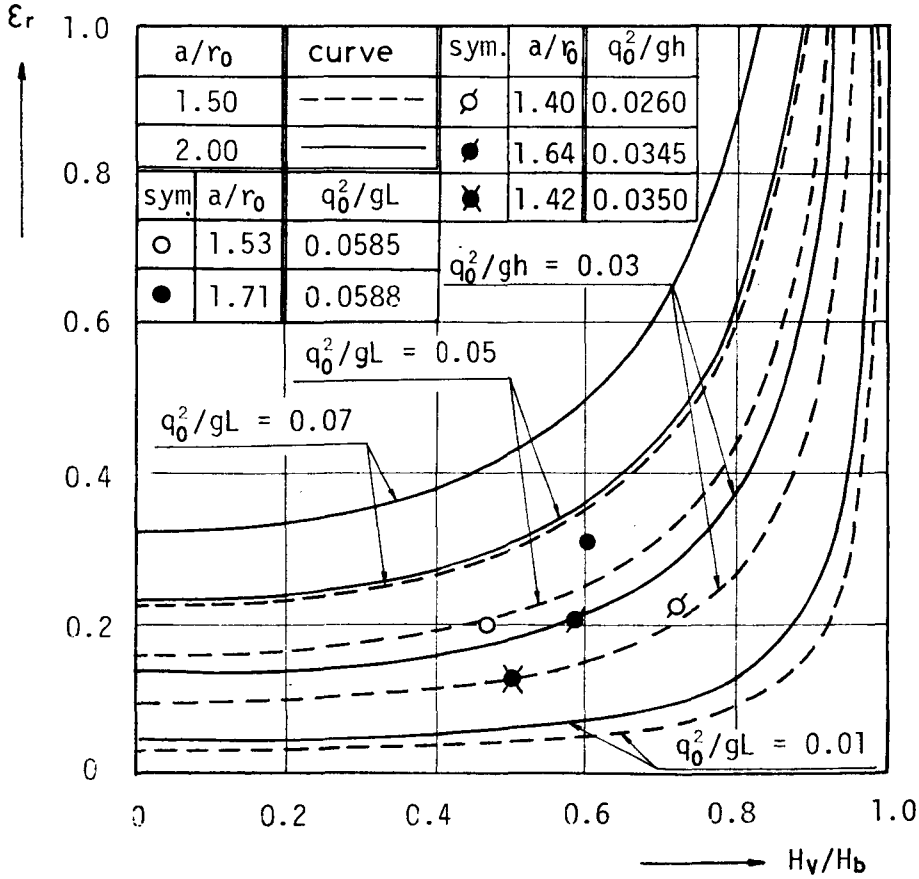
なお，q_0 は γ_0 での回転角速度，a は中心から $q \cong 0$ となる点までの距離を示す．一方，砕波点からの渦消滅地点までの波高変化より推算できる波のエネルギー損失量 E_L は波のエネルギーが砕波前と同じ表示式で計算できると仮定すると式（1・3・23）で与えられる．

$$E_L = \frac{1}{8}\rho g\left(H_b^2 - H_v^2\right)\cdot L \quad \text{------} \quad (1\cdot3\cdot23)$$

なお，H_v は $X = X_v$（図－1・3・14 参照）での H の値，L＝波長である．従がって，て，砕波による $X = X_v$ 地点までに失なう波動エネルギー損失量に占める roller のエネルギーの割合 ε_r は式（1・3・24）となる．

$$\varepsilon_r = \frac{E_r}{E_L} = \frac{2\pi(q_0\gamma_0)^2(1+4\ln(a/\gamma_0))}{g\cdot(H_b^2 - H_v^2)\cdot L} \quad \text{------} \quad (1\cdot3\cdot24)$$

式（1・3・24）に図－1・3・38 に示す $\gamma_0 \cong 0.44\,H_b$ を代入して，ε_r と H_v/H_b の関係を a/γ_0 と q_0^2/gL をパラメーターにして示したのが図－1・3・40 である．実験によれ



図－1・3・40　エネルギー逸散に及ぼす horizontal roller の効果

ば，$a/r_0 = 1.5 \sim 2.5$ 程度であるが，q_0 の信頼のおける計測はなかなか困難であって，そのため図示した実験値は極めて少ない．実験によれば，$\varepsilon_r = 0.1 \sim 0.3$ 程度であり，逸散するエネルギー全部は roller のエネルギーに転換されていないことがわかる．すなわち，逸散するエネルギーのごく一部分しか horizontal roller のエネルギーに転換されていないことが明らかになった．したがって，別な形のエネルギー逸散があり，その一つが，底面摩擦力の効果あるいは horizontal roller 以外の気泡連行を伴なう流体内部の強い shear によるエネルギー逸散（spilling breaker のエネルギー逸散機構と同様とも考えられる．）によるところが大きいと判断される．

3－2 底面摩擦による波の減衰機構

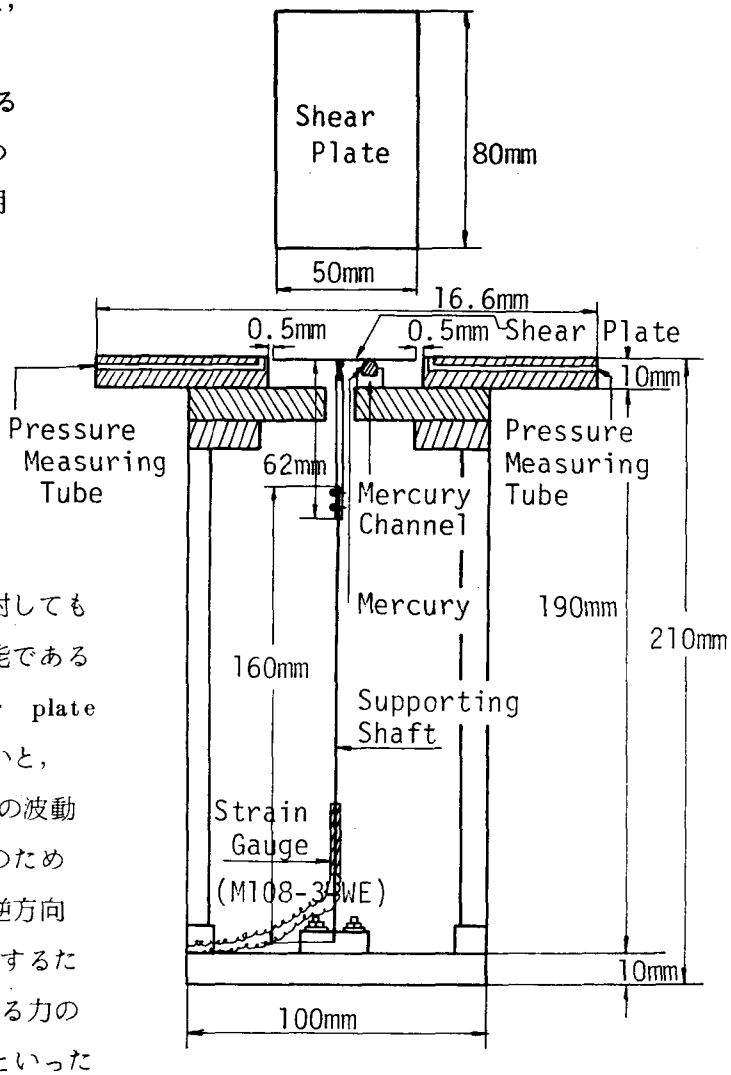
上述したように，plunging breaker の場合，砕波後の波高減衰の 12％～30％程度が horizontal roller によりもたらされるため，この horizontal roller 以外の要素が砕波後の波高減衰を大きく支配しなければならない．この要素の一つに底面摩擦力の効果があげられるため，ここでは波高減衰に及ぼす底面摩擦力の効果を定量的に評価する．

3－2・1 底面摩擦応力測定装置（shear meter）

すでにこの種の摩擦応力測定装置は，Eagleson[19]，岩垣・土屋ら[20]，松梨[21]と Brebner[22]などによって製作されそれぞれの測定装置の特性及び計測された底面摩擦力について報告されている．著者の shear meter は上述の既応の研究成果を参考にして試作されたもので，図－1・3・41 に示すように shear plate に作用する力を shear plate 下面鉛直方向に取りつけられた支柱でモーメントに変換し，支柱下端に貼りつけられた歪ゲージ（M 108－3－WP）で測定する方法である．この受感部は図－1・3・41 に示すように，縦 10 cm×横 10 cm×高さ 21 cmのアクリライト製の箱の中に収納されており，測定時には shear plate に作用する力以外の余分な力が入らないようになっている．したがって，Eagleson らの装置と異なり支柱が底面の上の水中にないため，砕波のような強い衝撃力を持つ波に対しても精度高く底面摩擦力を測定することができる．支柱部材は，0.6 mm（厚さ）×0.92 mm（横幅）×16 cm（高さ）1 枚と 0.6 mm（厚さ）×0.55 cm（横幅）×6.2 cm（高さ）2 枚の鋼で作られている．shear plate の寸法は既往の研究成果と著者の行なった予備実験より 8.0 cm（水路幅方向）×5 cm（波の進行方向）×0.3 cm（厚さ）の

ステンレス板を用いた．また，shear plate は底面より下方にわずかずらし，shear plate 直下の空隙は 0.8 cm とし，shear plate と底面との間隔は全て 0.5 mm とした．

shear plate に作用する力は底面摩擦応力以外に圧力勾配により shear plate 両端に作用する力，shear plate の周りの流体が加速度を持って運動することによる仮想質量力，shear plate の下の空隙内の流体が運動することにより shear plate に及ぼす力があると指摘されている．[23] 圧力勾配による力は砕波後の波動表示式がないため計測波形より算出できない．したがって，図－1・3・41 に示すように shear plate 両端に相対する支持枠に 2 カ所受圧管を埋め込みこの両方の受圧管に作用する圧力差を差圧計により計測して圧力勾配による力を抽出する．この方法を微小振幅浅水波に対して検討したところ表－1・3・2 に示すように微小振幅浅水波理論値とほぼ一致したため砕波後の波に対しても正確な圧力勾配の抽出が可能であると判断した．この場合 shear plate の下での水の流れを止めないと，shear plate 上面と下面での波動に伴う圧力勾配が異なりそのため波動が本来作用する方向と逆方向の力が shear plate に作用するため，shear plate に作用する力の位相が波の位相より遅れるといった矛盾を生じることが判明したため，[25] Eagleson，岩垣・土屋らと同様，shear plate 下に水銀を設置して



図－1・3・41　底面摩擦応力測定装置

表－1・3・2　差圧計による圧力勾配の抽出

水深：h(cm)	周期：T(sec)	波高：H(cm)	$(Ad\frac{\partial P}{\partial x})$理	$(Ad\frac{\partial P}{\partial x})$実
29.0	1.0	1.2	0.017	0.020
〃	〃	2.4	0.033	0.036

shear plate 下の流れを止めて行った．この shear plate 下の流れの停止状態は粉末ミルクを溶かした液を shear plate 下に注入しトレーサーにして可視することにより確認している．なお水銀の設置位置は中心より若干ずれているが，中心に入れなくても摩擦力にほとんど影響しないことが予備実験で確認している．また，shear plate に仮想質量が働くか否か疑問があるが，ここでは無視し得るものとする．[26] したがって，shear plate 下に水銀を置くことにより，shear plate に作用する力は底面摩擦力と圧力勾配により両端に作用する力の合力として取り扱い以後の実験値の解析を行っていく．なお，本実験で用いた shear meter の固有振動数は 5.6 HZ であり，減衰抵抗係数と臨界減衰抵抗係数比は 0.111 となるので強制振動の振幅は後述する実験波に対し 5％大きく見積られることになるが，これは実験誤差の範囲内に入るので本論では振幅の修正は行っていない．

3－2・2　実験方法と解析方法

実験は horizontal bed での水深 $h=7^{cm}$，11^{cm}，14.0^{cm} の 3 種類，実験波の周期 T は 0.8^{sec}，1.0^{sec}，1.2^{sec} の 3 種類，沖波波高 H_0 はおのおのの周期に対して spilling breaker と plunging breaker が生じるように 3.4^{cm}～10.2^{cm} 間で選んだが，その実験諸元は表－1・3・3 に示す．

実験は shear meter を砕波帯の測定地点に設置し，それと同地点に電気抵抗線式波高計 1 個とピトー管型差圧流速計を 2 個設置する．まず水深を十分深くして砕波しない微小振幅波を生起させて最大底面摩擦力の実測値と式（1・3・25）で与えられる層流境界層

$$\tau_{bmax}=\left[\frac{2}{1+\{1+D/C\}^2}\right]^{1/2}\cdot F_{max}\ ,\ C=\frac{\mu k c \beta}{2\sinh kh}\ ,\ D=\frac{\rho g k d}{2\cosh kh}$$

F_{max}：shear plate に作用する力の最大値，μ：分子粘

性係数，$k=2\pi/L$，C：波速，h：静水深，ρ：流体密度
g：重力加速度，d：shear plate 厚，$\beta=\sqrt{\sigma/2\nu}$，$\sigma=2\pi/T$
ν：流体の動粘性係数，T：波の周期.

（1・3・25）

理論値[27]の一致度合を確認した後（実測値と理論値の比較を表－1・3・4に一例として示されている），所要の水深に減少させて砕波後の波による shear plate に作用する力，流速，波形の計測を行う．計測はほぼ $x/L \leqq 2.5$（x：砕波点からの波の進行方向への距離，L：水深 h での波長）の範囲での6～8地点で行う．なお，plunging breaker の場合は，horizontal roller の形成領域で正確な shear が計測できない場合があるため，この領域での底面摩擦力の計測はほとんど行っていない．shear meter で計測される摩擦力には高周波数成分が含まれるため，Low pass filter（10^{Hz} 以上カット）を通して電磁オシログラフ（visigraph）に記録させた．

表－1・3・3　実験諸元

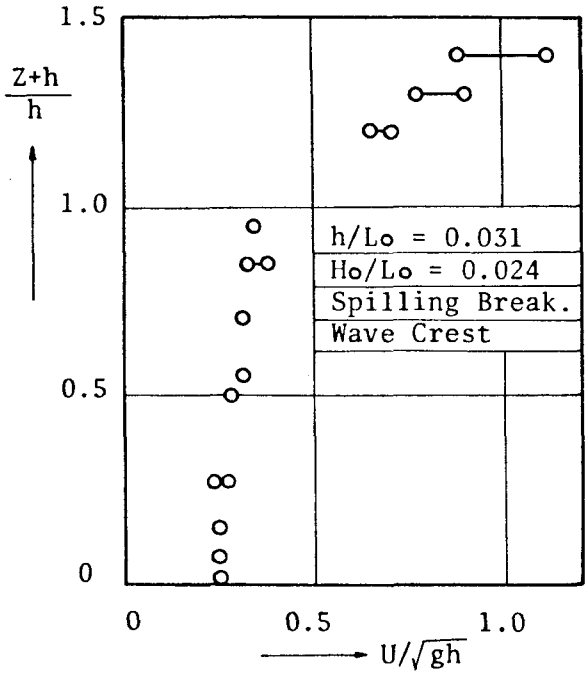
記　号	数　値
静水深　：h（cm）	7.0，　11.0，　14.0
周　期　：T（sec）	0.8，　1.0，　1.2
波　高　：H_0(cm)	3.4 ～ 10.2
波形勾配：H_0/L_0	0.018 ～ 0.095
比水深　：h /L	0.0704 ～ 0.1494

表－1・3・4　砕波しない浅水波による底面摩擦応力の測定

水　深：　h（cm）	28			(water temperature＝8°c)				
周　期：　T（sec）	0.8		1.0			1.2		
比水深：h/L_0	0.28		0.179			0.124		
波　高：　H（cm）	0.4	1.25	1.0	1.16	1.56	0.66	1.19	1.57
(F_{bmax})ex.　(gr)	0.260	0.920	0.690	0.868	1.130	0.521	1.137	1.389
(τ_{bmax})ex.　(gr/cm^2)	0.164	0.572	0.454	0.570	0.743	0.354	0.723	0.944
(τ_{bmax})theo.(gr/cm^2)	0.176	0.500	0.500	0.520	0.780	0.376	0.678	0.895
$\frac{(\tau_{bmax})ex.}{(\tau_{bmax})theo.}$	0.942	1.140	0.910	0.982	0.953	0.942	1.070	1.050

なお，波動は電気抵抗線式波高計により計測し，shear force とピトー管型差圧流速計の記録と同記録紙上に同時記録させている．また，記録は造波板始動開始の第1波から第20波目までとし，解析は第10波目から第14波目の5波に対して行い，その5波間で値の変動があるときはその平均値を採用している．一方，底面摩擦力は計測された合力より差圧計で得られた圧力勾配による力を記録紙上で 0.01^{sec} ～ 0.1^{sec} 間隔で引き算をして算出する．

底面摩擦係数および波高減衰に及ぼす底面摩擦力の効果を算定するには底面流速の時間変化を求めておかなければならない．現在のところ精度高く定点の流速の時間変化を求める計器がないため，著者らは次の方法で求めた．まず，水と同比重のトレーサー（四塩化炭素とキシレンで合成する）を水中に投入し 16^{mm} 高速シネカメラ（100コマ/sec ～ 200コマ/sec）でトレーサーの動きを撮影する．この 16^{mm} フィルムの写真解析は2コマ～3コマとばして行い，同一の粒子をフィルムモーションアナライザーで追跡して水平方向の水粒子速度を求めるが，波の峰の位相での解析結果の一例を示すと図－1・3・42のようになる．この操作を波一周期当りほぼ $\pi/4$ ～ $\pi/5$ 間隔で行い底面流速の時間変化を求める．なお，この写真解析で得られた流速は波の進行方向および逆方向の両方に同地点に設置されたピトー管型差圧流速計で得られた値とつき合せて確認しているが，その結果両者の最大流速はよく一致していることが認められたが本論文は主として写真解析より底面流速の時間変化を用いた．なお，写真撮影に際しては，トレーサーの水槽横方向の動きを少なくするため水路を二分割し，狭いほうの 30^{cm} 幅の水路にトレーサーを投入している．また，用いたレンズは 25^{mm} の標準レンズで，焦点深度は一番



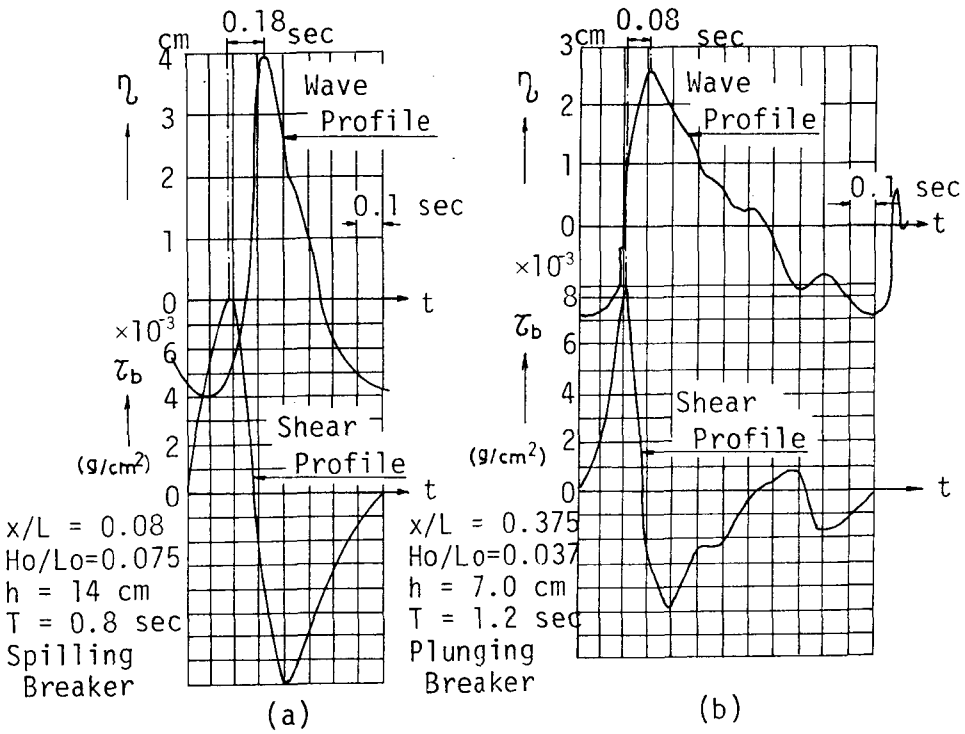
図－1・3・42　波峰位相での水平方向水粒子速度の鉛直分布

浅くしている．16mm高速シネカメラはフォトソニックであり，用いたフィルムはコダックカラーEF 7242で，倍感度現象を行っている．

3－2・3　底面摩擦応力の特性について

(i)最大底面摩擦応力 $\tau_{b\,max}/\rho gH$

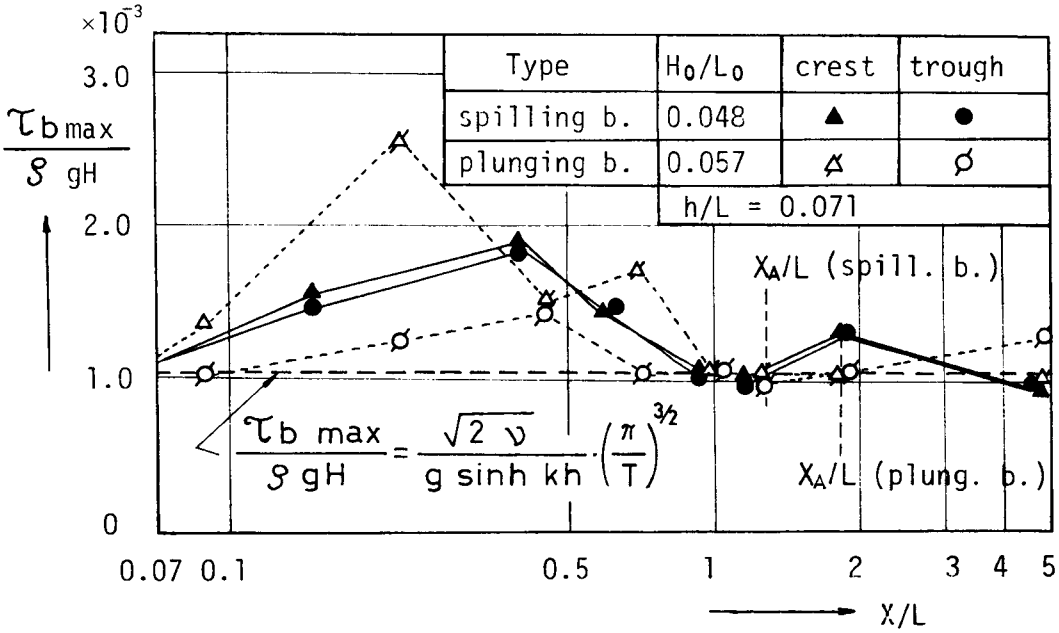
図－1・3・43は砕波後の波とその波によりshear plateに生じる底面摩擦応力の時間波形を示した一例であるが，一般的に言えることは，沖波波形勾配H_0/L_0が大きいplunging breakerの波はspilling breakerより底面摩擦応力の時間波形は前傾して非対称性が著しく，波の伝播方向に作用する最大底面摩擦応力は大きいが，その後間もなく逆方向の最大底面摩擦応力が生じてその両極値の生ずる時間間隔はたとえば図－**1・3・43**（b）に示す場合には$\frac{1}{6}$T(T:波の周期）程度ときわめて短い．逆方向の最大値の後は底面摩擦応力は0近傍の小さな値をとるが，この作用時間は図－**1・3・43**（b）については$\frac{1}{4}$Tと比較的長い．一方，spilling breakerの場合は図－**1・3・43**（a）に示すようにplunging



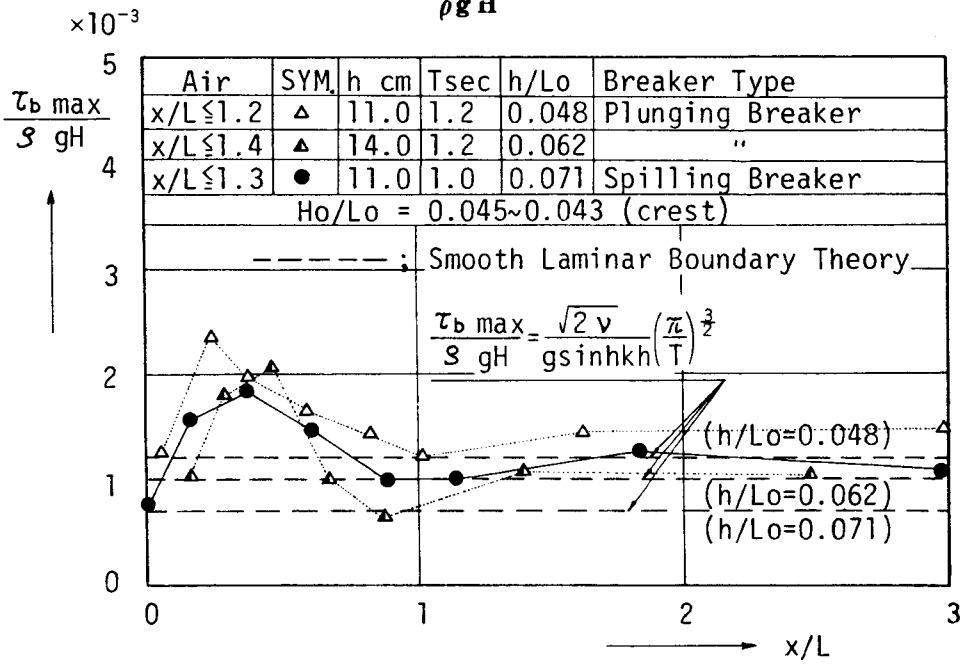
図－1・3・43　計測波形の一例

breaker の場合より非対称性はあまり大きくない.

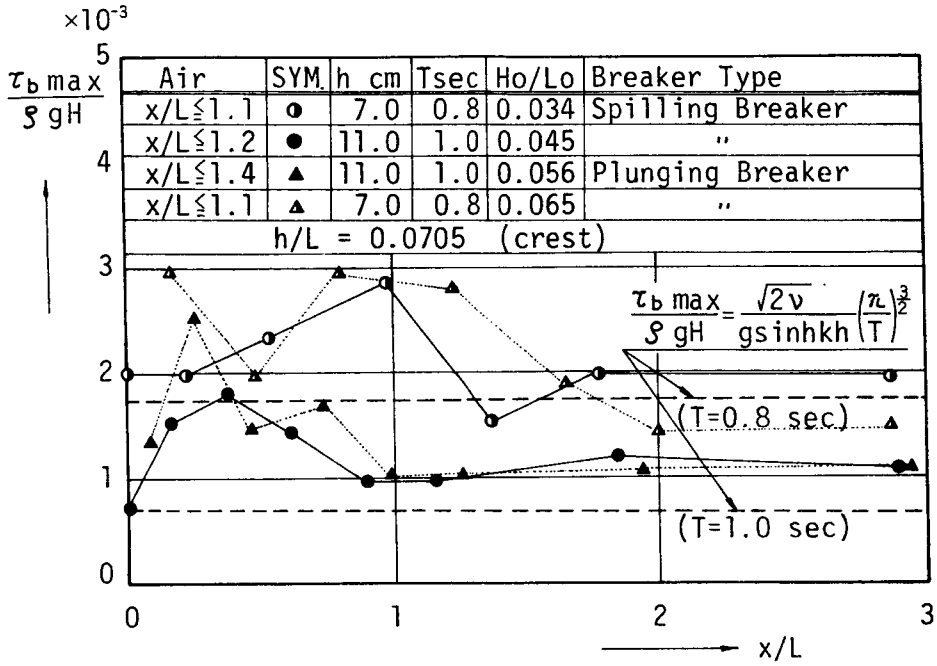
図－1・3・44 は波の伝播に伴う波の進行方向とその逆方向に作用する最大底面摩擦応力 $\tau_{bmax}/\rho gH$ の変化を砕波型別に示した一例であり，図－1・3・45，図－1・3・46



図－1・3・44 $\frac{\tau_{bmax}}{\rho gH}$ と X/L の関係



図－1・3・45 $\frac{\tau_{bmax}}{\rho gH}$ と X/L と h/L_0 の関係



図－1・3・46 $\frac{\tau_{b\max}}{\rho g H}$ と X/L と H_0/L_0 との関係

は波の伝播に伴う $\tau_{b\max}/\rho g H$ と比水深 h/L_0 の関係及び沖波波形勾配 H_0/L_0 の関係を示した一例である．なお，同図には比較のため式（1・3・26）で与えられる微小振幅滑面層流境界層理論値[28]が示されているが，この層流理論値との比較理由は後述する．第

$$\frac{\tau_{b\max}}{\rho g H} = \frac{\sqrt{2\nu}}{g\sinh kh}\left(\frac{\pi}{T}\right)^{3/2} \quad \text{----------} \quad (1\cdot3\cdot26)$$

2節ですでに指摘したように，砕波後の乱れの規模が砕波型により著しく異なるため，砕波後の波による $\tau_{b\max}/\rho g H$ の特性も砕波型と乱れの規模により著しく異なる．砕波型の差異が明確に認められるのはたとえば図－1・3・44に示すような砕波点から気泡連行を伴う領域で（$X/L \leqq X_A/L$）であり，それ以後の気泡連行を伴わない領域では砕波型別の差異は明確ではない．図－1・3・44によれば，$H_0/L_0 = 0.048$ の波に対しては $X/L \leqq X_A/L = 1.2$，$H_0/L_0 = 0.057$ の波に対しては $X/L \leqq X_A/L = 1.4$ が気泡連行領域に相当するが，この領域では crest における摩擦応力は，plunging breaker の方が spilling breaker より大きいこと，また，plunging breaker の crest の $\tau_{b\max}/\rho g H$ が trough のそれより大きく，たとえば，$X/L = 0.21$ では前者は後者の2.3倍もの値を

とっている．一方 spilling breaker は crest と trough の $\tau_{bmax}/\rho gH$ の差は plunging breaker と比して小さいことなどが認められる．なお，crest：波の伝播方向，trough：波の伝播と逆方向を意味する．また，**図－1・3・45**，**図－1・3・46** によれば，砕波後の気泡連行領域での $\tau_{bmax}/\rho gH$ は気泡連行を伴わない領域より大きいこと，h/L_0 と H_0/L_0 に関係なく気泡連行のない領域での $\tau_{bmax}/\rho gH$ の変化は極めて僅かであることなどが明らかであるが $\tau_{bmax}/\rho gH$ に及ぼす h/L_0 および H_0/L_0 の系統的な傾向ははっきりしない．

図－1・3・44～**図－1・3・46** には滑面層流境界値が同時に示されているが，気泡連行領域では実験値のほうが理論値よりも大きく，最大で理論値の3倍も大きくなる場合があって，層流境界層理論の適用の不可能なことは明白である．一方気泡連行のない乱れの小さな領域では，層流理論値に近い値をとる．

(ii)底面摩擦係数

従来，底面摩擦係数として定義されてきたものとしては次の3つの式で示される値があげられる．

$$f = \tau_b/\rho U_b^2 \qquad \text{(Bretschneider}^{29)}\text{)} \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot27)$$

$$\left.\begin{aligned} C_f &= 2\overline{\tau_b}/\rho\,\overline{U_b^2} \qquad \text{(Eagleson}^{30)}\text{)} \\ &\cong 6.39\,R_{eT}^{-1/2},\ (R_{eT}=U_{bmax}^2\cdot T/\nu)\ \text{(岩垣・土屋ら}^{31)}\text{)} \end{aligned}\right\} \cdots (1\cdot3\cdot28)$$

$$\hat{C} = \tau_b/\rho\hat{U}^2 \qquad \text{(梶浦}^{32)}\text{)} \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot29)$$

式（1・3・27）で与えられる f は主に現地海岸に対して用いられるもので τ_b と U_b の位相が考慮されていない．また，式（1・3・28）と式（1・3・29）は正弦波を想定しているため，砕波後の波のような非対称的な波形波に対しては，そのまま適用することはできない．したがって，著者らは Eagleson の考え方を基にして次に示すように底面摩擦係数 $\hat{C}_f$ を新らしく定義する．

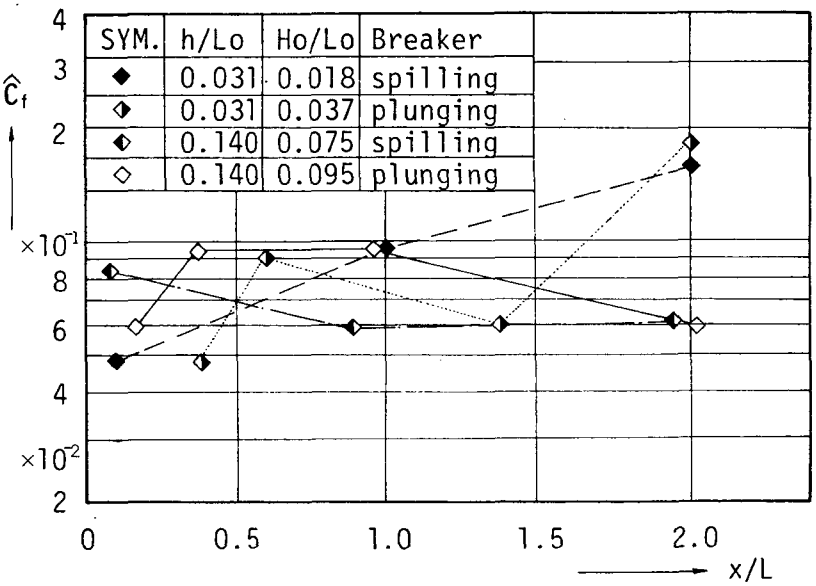
$$\left.\begin{aligned} &\hat{C}_f = \frac{1}{2\pi}\{\theta_c\hat{C}_{fc} + \theta_t\hat{C}_{ft}\} \\ &\hat{C}_{fc} = 2\,|\overline{\tau_{bc}}|/\rho\overline{U_{bc}}^2,\ \hat{C}_{ft} = 2\,|\overline{\tau_{bt}}|/\rho\overline{U_{bt}}^2,\ \theta_c+\theta_t = 2\pi \end{aligned}\right\}$$

$$\cdots\cdots (1\cdot3\cdot30)$$

なお，上式で添字 c と t はおのおの波の進行方向とその逆方向の位相を示し，—はその位相区間平均を示す．したがって，$|\overline{\tau_{bc}}| = \frac{1}{\theta_c}\int_{\theta_0}^{\theta_0+\theta_c}|\tau_b|\,d\theta$ として定義されている．なお，θ_0 は $\tau_b = 0$ となる位相である．

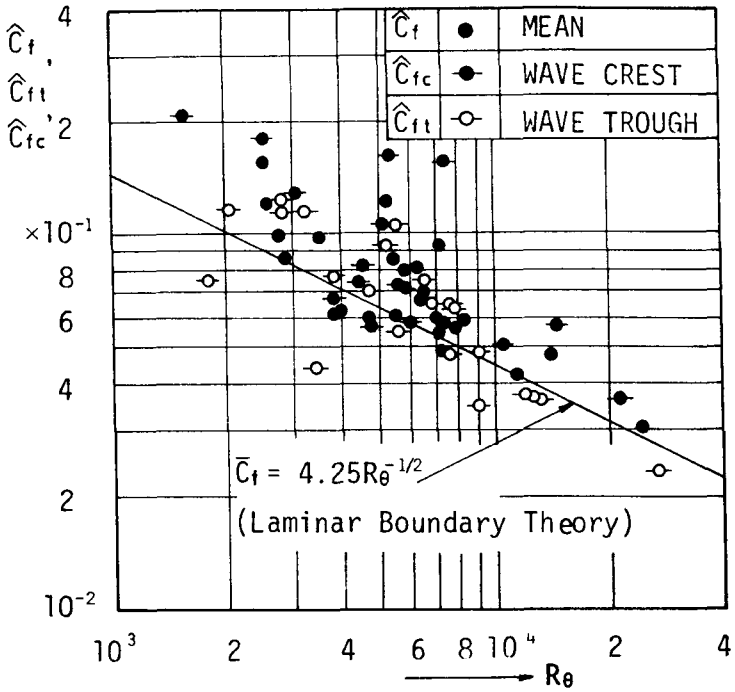
以下 U_b と τ_b の実測値から計算された $\hat{C}_f$，$\hat{C}_{fc}$，$\hat{C}_{ft}$ の特性について述べ，さらに f，$\overline{C}_f$ との関連性について述べていく．なお，本実験の Reynolds 数 $R_\theta = \overline{U_b^2}\cdot T/\nu = 0.15 \times 10^4 \sim 2.5 \times 10^4$ の範囲であり，$\overline{U_b^2}$ の代りに U_{bmax}^2 を用いて定義された Reynolds 数 R_{eT} で示すとこの範囲は $R_{eT} = U_{bmax}^2 \cdot T/\nu = 0.5 \times 10^4 \sim 6.67 \times 10^4$ となる．（ただし，1ケースのみ $R_{eT} = 10.26 \times 10^4$ となる場合がある）．Collins[33] によれば層流境界層から乱流境界層への移行限界は $R_{eT} = 8.04 \times 10^4$ で与えられる．したがって，これによれば本実験は乱流境界層でなく層流境界層領域あるいは遷移境界領域となっていることとなる．

図－1・3・47 は砕波後の波の伝播に伴う底面摩擦係数 $\hat{C}_f$ の値を示したものである．同図によれば $\hat{C}_f = 0.046 \sim 0.18$ の値をとるが波の伝播に伴い増加したり減少したりして変動が激しい．このことは砕波後の波の進行に伴う底部流速は波高同様必ずしも一様な変化をしないことを意味している．この $\hat{C}_f$ と $\hat{C}_{ft}$ と $\hat{C}_{fc}$ と R_θ の関係を示したのが**図－1・3・48** であり，同図には層流理論より求めた $\overline{C}_f = 4.52\,R_\theta^{-1/2}$ が比較のため示されている．同図によれば $\hat{C}_f$，$\hat{C}_{ft}$，$\hat{C}_{fc}$ とも Reynolds 数 R_θ が大きくなるにつれて小さくなり，逆に R_θ が小さくな

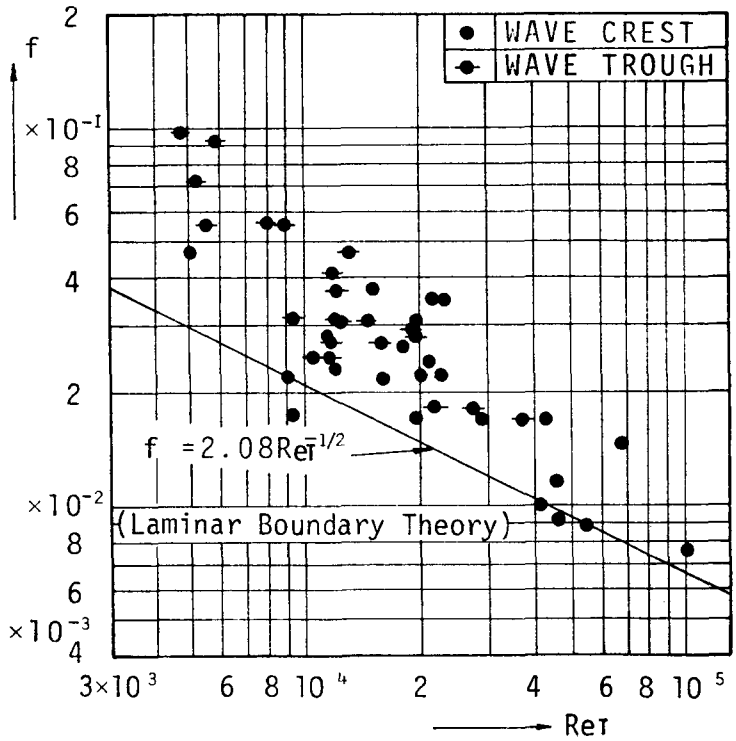


図－1・3・47　$\hat{C}_f$ と X/L の関係

ると$\hat{C}_f$，$\hat{C}_{ft}$，$\hat{C}_{fc}$とも大きくなっておりR$_\theta$の関数として表示できると推察されるが，R$_\theta$＜0.6×10^{4}の小さな領域では層流理論値の2～3倍もの大きな値を取る場合もあり，既応の層流理論値では砕波後の波の底面摩擦係数の特性を当然説明することはできない．なお，図－1・3・48によれば$\hat{C}_f$，$\hat{C}_{fc}$，$\hat{C}_{ft}$の差異は明確ではないが，$\hat{C}_f$は$\hat{C}_{fc}$と$\hat{C}_{ft}$のほぼ中間の値となっている．一方，式（1・3・27）で定義されるfとR$_{eT}$（＝U$_{b\,max}^2$・T/ν）の関係を示したのが図－1・3・49である．本実験で得られたfはf＝0.0075～0.098の範囲の値をとるが，R$_{eT}$が小さくなるにつれてfは大きくなる．しかし，同図に示した層流理論値[34] f＝2.08 R$_{eT}^{-1/2}$よりはるかに大きく，R$_{eT}$＜1.5×10^{4}の範囲では実験値



図－1・3・48　$\hat{C}_f$, $\hat{C}_{fc}$, $\hat{C}_{ft}$ と R$_\theta$ の関係



図－1・3・49　f と R$_{eT}$ の関係

は2～4倍も理論値より大きな値をとっており，当然のことながら既往の理論では説明がつかない．

3－2・4　底面摩擦による波高減衰

エネルギー保存則によれば砕波後の波に対して式（1・3・31）が成立する．

$$\frac{d}{dX}(C_g E) = -\overline{E}_{fb} - \overline{E}_{fo} \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 3 \cdot 31)$$

なお，E：波のエネルギー，C_g：群速度，$\overline{E}_{fb}$：単位時間単位面積当り底面摩擦力による消費される波の平均エネルギー損失，$\overline{E}_{fo}$：底面摩擦力以外の全ての要素による単位時間単位面積当り消費される波の平均エネルギー損失を意味する．このうち，$\overline{E}_{fb}$は式（1・3・32）で与えられるものとする．

$$\overline{E}_{fb} = \frac{1}{T}\int_0^T \overline{\tau}_b \cdot \overline{U}_b \cdot dt \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 3 \cdot 32)$$

ここで，$\overline{\tau}_b$，$\overline{U}_b$は既述したように波の進行方向，あるいは逆方向に働く位相区間での時間平均を意味する．いま，$E = \frac{1}{8}\rho g H^2$，$C_g = C$（伝播速度）と仮定し，さらに式（1・3・32）を用いて，式（1・3・31）の左辺と右辺第1項の比εをとると式（1・3・33）のように与えられる．なお，波速Cは区間dXで一定として取扱う．

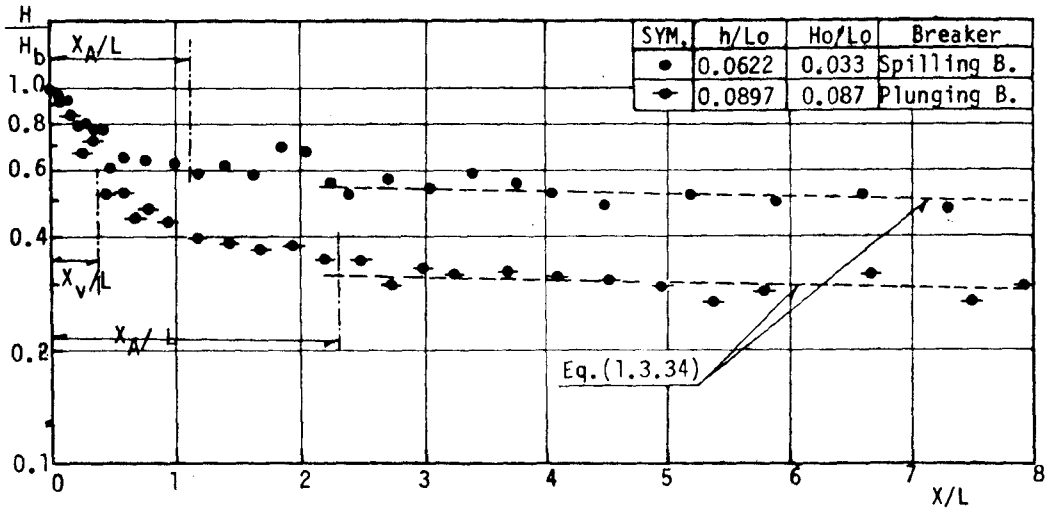
$$\varepsilon = -\overline{E}_{fb} / \frac{d}{dX}(C_g \cdot E) = \frac{-4\int_0^T \overline{\tau}_b \cdot \overline{U}_b \cdot dt}{\rho g H \cdot T \cdot C\left(\frac{dH}{dX}\right)} \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 3 \cdot 33)$$

式（1・3・33）よりεの値を求めた一例を**表－1・3・5**に示す．なお，**表－1・3・5**で示した地点X/L別の値εは，その地点前後の最も近い二点の波高よりdH/dXを計算してその地点でのdH/dXと置いて求めたものである．同表よりplunging breakerとspilling breakerとでは波高減衰に及ぼす底面摩擦力の効果はほぼ同程度であること，砕波点から伝播するにつれて（X/Lが大きくなる）εが大きくなり，波高減衰に及ぼす底面摩擦力の効果が大きくなることが認められるが，その効果はたとえば，X/L＝2.1地点で高々9％程度ときわめて小さい．したがって，この事実から，砕波後の気泡連行を伴う乱れた領域では底面摩擦力は波高減衰に大きく寄与しないといっても過言ではなかろう．

表－1・3・5　εとX/Lの関係

RUN	h cm	T sec	H_b cm	H cm	x/L	$C/\sqrt{gh}$	$\varepsilon\times10^2$	Breaker
5	7	1.2	5.0	4.4	0.25	1.07	0.8	spilling
〃	〃	〃	〃	2.7	1.40	0.97	4.0	〃
〃	〃	〃	〃	2.6	2.10	0.94	8.9	〃
6	7	1.2	8.0	5.0	0.30	1.07	0.6	plunging
〃	〃	〃	〃	3.2	1.50	1.14	4.2	〃
〃	〃	〃	〃	2.7	2.20	1.03	5.5	〃
13	14	0.8	6.3	5.4	0.85	0.87	1.7	spilling
〃	〃	〃	〃	4.9	1.30	0.99	2.2	〃
〃	〃	〃	〃	4.6	2.00	0.94	7.7	〃
14	14	0.8	9.5	5.4	0.95	0.94	1.0	plunging
〃	〃	〃	〃	5.0	1.30	0.99	1.9	〃
〃	〃	〃	〃	4.7	2.05	0.94	2.6	〃

一方，砕波帯を通過した後の気泡の連行を伴わない領域になれば既に述べたように波高の減衰は小さいが，図－1・3・50に一例として示されているように，X/L＞3.0の範囲になれば，実験値の減衰度合は図中の破線で示す層流境界層理論に基づく底面摩擦[35]



図－1・3・50　底面摩擦力（層流境界層理論）による波高減衰の計算値と実験値との比較

による減衰曲線（式（1・3・34））に極めてよく一致することが認められる．これは先に底部摩擦係数がこの領域では層流境界層の値と一致することからも当然であろう．したがって，砕波帯を通過して波形が比較的整正されたような領域では，波高減衰は底面摩擦力が大きな効果をもつものであると指摘できよう．

$$\left.\begin{array}{l} H/H^{*}=\exp\left\{-\dfrac{4\pi^{2}}{\beta}L\cdot\left(\sinh 2kh+2kh\right)\right\} \\ \beta=\sqrt{\sigma/2\nu}\ ,\ \sigma=2\pi/T\ ,\ \nu=\text{動粘性係数} \\ H^{*}:X/L=0\text{での基準波高},\ \ k=2\pi/L \end{array}\right\}\cdots\cdots\cdots\cdots(1\cdot3\cdot34)$$

3－3　気泡連行による波の減衰機構

砕波帯内の急激な波高減衰は3－1で述べたhorizontal roller，および3－2で述べた底面摩擦力により充分説明できず，これ以外の要素により大きく左右されることが明らかになった．第2節，あるいは図－1・3・35に示したように，波高低減の大きい領域では常に気泡の連行を伴うので，つぎに波高減衰に及ぼす連行気泡の効果について論じていく．

波の減衰に及ぼす連行気泡の効果を研究した例は少なく，僅かFuhrböter[36]の研究が主たるものである．ここではまずFührböterの取扱い方を示し，その妥当性について述べることにする．

3－3・1　Führböter のモデル

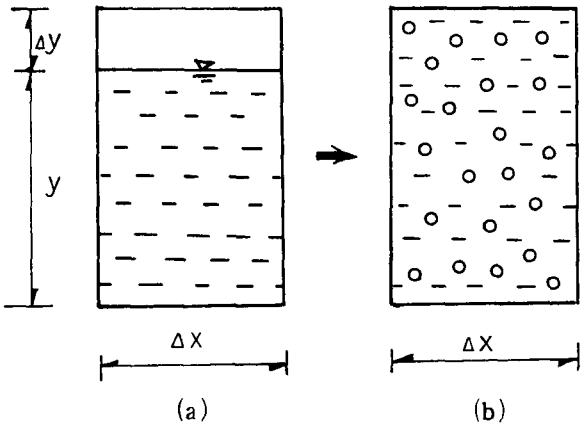
Führböterは空気を流体中に連行するためには，それ相応のエネルギーが必要であって，そのエネルギーは図－1・3・51に示すように，幅△X，高さyの水と幅△X，高さ△yの空気（図－1・3・51（a）参照）を混ぜて，幅△X，高さy＋△yの空気の濃度c^{*}の混合液（図－1・3・51（b））を作るときの式（1・3・35）で与えられる静的なエネルギーに等しいと考えた．

$$dE_{s}=\rho g\left\{\frac{1}{2}c^{*}y^{2}+\frac{1}{2}(1-c^{*})\triangle y^{2}\right\}dX\ \cdots\cdots\cdots(1\cdot3\cdot35)$$

ただし　　$c^* = \triangle y / (y + \triangle y)$ ----------（1・3・36）

そして，この式（1・3・35）で与えられるエネルギー分だけ波動エネルギーが減少すると考える．つまり，波動のエネルギー減衰 dE_l を式（1・3・37）で与えると，式（1・3・35）と式（1・3・37）を等置することにより，

$$dE_l = \frac{1}{4} \rho g L \cdot H \cdot dH \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 3 \cdot 37)$$



図－1・3・51　Führböterのモデル

式（1・3・38）をうる．

$$\frac{dH}{dX} = -2\left(\frac{c^*}{1-c^*}\right)\frac{y^2}{H \cdot L} \quad \text{----------} \quad (1 \cdot 3 \cdot 38)$$

いま，spilling breaker の場合，$y = H$，plunging breaker の場合 $y = H_b$ とし，$X = 0$ で $H = H_b$ の条件を与えて式（1・3・38）を解くと，spilling breaker と plunging breaker に対する砕波後の波高変化はおのおの式（1・3・39）と式（1・3・40）で与えられる．

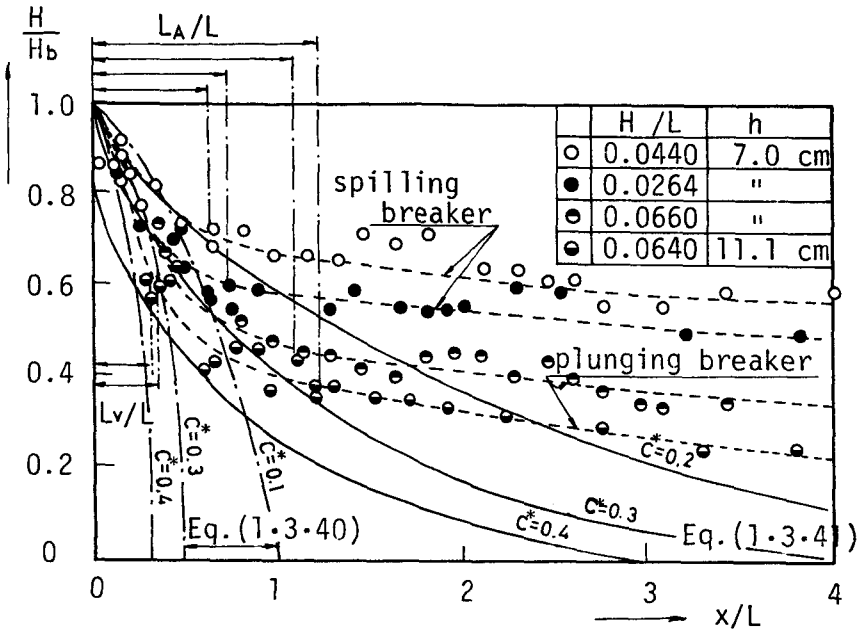
$$H = H_b\, e^{-2\left(\frac{c^*}{1-c^*}\right)\left(\frac{X}{L}\right)} \quad \text{for spilling breaker} \quad \text{----} \quad (1 \cdot 3 \cdot 39)$$

$$H = H_b \sqrt{1 - 4\left(\frac{c^*}{1-c^*}\right)\left(\frac{X}{L}\right)} \quad \text{for plunging breaker} \quad \text{----} \quad (1 \cdot 3 \cdot 40)$$

同式の妥当性について以後水理実験により検討する．

3－3・2　水理実験による検討

図－1・3・52 は式（1・3・39）と式（1・3・40）にもとづく計算値と実験値の比較を示した一例である．なお同図の計算値は c^* をパラメーターにした曲線群で示されてい



図－1・3・52　連行気泡による波高減衰の計算値と実験値の比較

る．同図の計算値によれば，spilling breaker の場合は plunging breaker より波高減衰が小さいこと，さらに，流体中に含まれる気泡量が大きいほど，つまり，c^* が大きいほど，波高減衰が大きくなる事が認められ，連行気泡量が波高減衰に大きな寄与をすることが判明する．この式（1・3・39）と式（1・3・40）の計算曲線は X/L の増大，つまり波の伝播とともに一様に減少するため，$X/L \geqq X_A/L$ の範囲では減少度合が大きすぎて実験値の傾向と著しく異なる．これは実験によれば $X/L \geqq X_A/L$ では流体中に気泡が連行されないので計算値の適用範囲外となるから当然であろう．一方，気泡連行をともなう $X_A/L \geqq X/L$ の範囲内では spilling breaker の場合は波高減衰が小さく，plunging breaker の方が大きいといったマクロ的な性状は実験値と一致するものの，波高減衰の仕方はとくに plunging breaker の場合に差異が大きい．さらに，この Führböter のモデルで一番大きな問題点は流体中に含まれる連行気泡の濃度 c^* を精度高く算定する方法がない事である．この c^* として図中では $c^* = 0.1 \sim 0.4$ の間の値を適当に選んでいるが，これは実験値と比較的よく一致するように選んだ値であって，この選定した c^* の値の妥当性を実験的に検証することは現在の計測技術では不可能である．なお，従来より，消波工法の一工法として空気防波堤が検討されてきているが，その消波効果は連行気泡量より，上昇流により生じる水平流の剪断力によるところが極めて大きい事[37] をも考えると，この

Führböter のモデルの妥当性については疑問点が残る．

2－8で述べたように，気泡連行域では，高次の周波数成分が生起して波の乱れは大きい．したがって，本論では，連行気泡は乱れの強さを示す一指標であると考える．つまり，連行気泡量が多いほど流体内の乱れが大きいと考えて，連行気泡の効果を流体内部の乱れに含めて以後取り扱うものとする．したがって，上述してきた，horizontal roller，底面摩擦力以外の波高減衰に寄与する最も大きな要素としては，気泡連行を伴なう流体内部の強い乱れと考える．この流体内部の乱れのモデル化と波高減衰に及ぼす効果については次に述べる．

3－4　砕波後の波高減衰の数値計算

3－3で述べたように，気泡連行を伴う砕波直後の波高減衰に寄与する最も大きな要素は気泡連行を伴うhorizontal roller以外の流体内部の乱れであると考える．したがって，ここでは，この乱れのモデル化を行ない，砕波直後の気泡連行を伴う領域での基礎式を誘導して数値計算を行って波高変化を求めて，その計算結果の妥当性を水理実験により検証する．なお，従来Keller & Levine & Whitham[38]，Freeman & Méhauté[39]らの解析的な研究が発表されているが，同手法によれば砕波後の波高変化の実態が説明できない事を著者らは指摘しているが，[40] これは本論で取り挙げるような乱れの効果を基礎式に含んでいないためと思われる．

3－4・1　基礎式

二次元（x，z）の場合をとりあげて，運動方程式としてN－S方程式に乱れ項を含んだ式（1・3・41），式（1・3・42），連続式としては式（1・3・43）を用いる．[41] なお，ここでは乱れの中にhorizontal rollerの効果を含まないものとする．したがって，spilling breakerに対する波動式と考えてよい．

運動方程式：

$$\rho\frac{DU}{Dt}=\rho X-\frac{\partial P}{\partial x}+\frac{1}{3}\mu\frac{\partial\theta}{\partial x}+\mu\nabla^2U+\left[\frac{\partial P_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial P_{xz}}{\partial z}\right]\quad(1\cdot3\cdot41)$$

$$\rho\frac{DW}{Dt}=\rho Z-\frac{\partial P}{\partial z}+\frac{1}{3}\mu\frac{\partial\theta}{\partial z}+\mu\nabla^2W+\left[\frac{\partial P_{xz}}{\partial x}+\frac{\partial P_{zz}}{\partial z}\right]\quad(1\cdot3\cdot42)$$

連続方程式：

$$\frac{D\rho}{Dt}+\rho\theta=0 \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot43)$$

なお，上式でU，Wはおのおの水平方向，鉛直方向の平均流速，μ：分子粘性係数，P_{xx}，P_{xz}，P_{zz}はReynolds stressでP_{xx}，P_{zz},はおのおのx軸とz軸に垂直な直応力，P_{xz}：z軸に垂直な面に作用するx方向の剪断応力，$\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$，x：水平方向軸，z：鉛直方向軸（原点は水底で上向を正とする），t：時間，X，Zはおのおの流体に作用する外力のx方向とz方向成分，ρ：流体の密度，$\theta=\frac{\partial U}{\partial x}+\frac{\partial W}{\partial z}$，P：平均圧力である．

ここで，つぎのような仮定を設ける．

(i)砕波帯の中では気泡の連行を伴うが，3－3で述べたように，気泡の効果を全て乱れ項の中に含ませて，流体は非圧縮性とする．つまり，$\partial\theta/\partial x=\partial\theta/\partial z=0$とする．

(ii)水理実験によれば，$O(U)>O(W)$であるから，$O(P_{xx})\ O(P_{xz})\gg O(P_{zz})$と考えて，$P_{zz}$の項を省略する．

(iii)3－2で述べたように，気泡連行領域では底面摩擦の効果は極めて小さいので純粘性項は乱れ項より小さいとして無視する．

(iv)図－1・3・17，図－1・3・18に示すUの流速分布に基づき，$O\left(\frac{\partial P_{xz}}{\partial x}\right)<O(\partial P_{xz}/\partial z)$とする．

(v)$DW/Dt=0$の長波近似の仮定が成立する．

上述の(i)～(iv)の仮定と$X=0$，$Z=-g$の関係を式（1・3・41）～式（1・3・43）に代入すると，次式をうる．

$$\rho\frac{DU}{Dt}=-\frac{\partial P}{\partial x}+\left[\frac{\partial P_{xx}}{\partial x}\right]+\left[\frac{\partial P_{xz}}{\partial z}\right] \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot44)$$

$$0=-\rho g-\frac{\partial P}{\partial z} \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot45)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x}+\frac{\partial W}{\partial z}=0 \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot46)$$

式（1・3・45）より，$z=h+\eta$（自由表面）で$P=0$（大気圧に等しい）の条件を用いて，Pを求めると次式をうる．

$$P=\rho g(h+\eta-z) \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot47)$$

式（1・3・47）を式（1・3・44）に代入し，さらに仮定(ii)より，同式の左辺の慣性項の中でWU_zの項を他の項に比して小さいと考えて省略すると，次式をうる．

$$\left.\begin{aligned} U_t + UU_x &= -g\,\eta_x + \frac{1}{\rho} f_x \\ f_x &= \frac{\partial}{\partial x}(P_{xx}) + \frac{\partial}{\partial z}(P_{xz}) \end{aligned}\right\} \cdots\cdots (1\cdot3\cdot48)$$

なお，上式で，例えばU_tの下つきtはtに関する偏微分を示す．

一方，連続方程式（1・3・46）の両辺を$z=0\sim h+\eta$に対して積分し，式（1・3・49）の条件を用いると長波近似のきく波に対する連続式として式（1・3・50）をうる．

$$\left.\begin{aligned} &z=0 \quad で \quad W=0 \\ &z=h+\eta \quad で \quad W_{h+\eta} = \frac{\partial\eta}{\partial t} + U_{h+\eta}\frac{\partial\eta}{\partial x} \end{aligned}\right\} \cdots\cdots (1\cdot3\cdot49)$$

$$\eta_t + \{U(h+\eta)\}_x = 0 \cdots\cdots (1\cdot3\cdot50)$$

したがって，本論では式（1・3・48）と式（1・3・50）を砕波後の波の基本式とする．

3－4・2　乱れのモデル化

上述の式（1・3・48）の右辺第2項の乱れ項f_xの関数形を与えない限り，式（1・3・48）と式（1・3・50）より砕波後の波形及び波高変化を求めることはできない．ここでは，f_xの関数形を求める．P_{xx}，P_{xz}はReynolds応力であり，実験によれば波頂から波先にかけての乱れが卓越するため式（1・3・51）のPrandtlの型の表示にすることができる．

$$\left.\begin{aligned} P_{xx} &= -\rho\, l_x^2 \left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^2 \\ P_{xz} &= -\rho\, l_z^2 \left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2 \end{aligned}\right\} \cdots\cdots (1\cdot3\cdot51)$$

ここで，l_x：x方向の混合距離，l_z：z方向の混合距離である．砕波後の乱れは**2－8**で詳述したように，高次周波数成分の出現で特徴づけられるが，ここではこういった高次周波数成分に分解しないで砕波後の乱れをモデル化するものとする．砕波後の気泡連行を伴う激しい乱れに対しては，$\partial U/\partial x \propto U/L$．$\partial U/\partial z \propto U/h$が成立すると考えて式

（1・3・51）を式（1・3・52）のように変形する．

$$\left.\begin{aligned} P_{xx} &= -\rho L_x^2 (U/L)^2 \\ P_{xz} &= -\rho L_x^2 (U/h)^2 \end{aligned}\right\} \cdots\cdots (1\cdot3\cdot52)$$

なお，上式でL：波長，h：静水深，L_x：x方向の乱れの大きさ，L_z：z方向の乱れの大きさ，である．

式（1・3・52）を式（1・3・48）の第2番のf_xの式に代入して，さらに若干の変形をおこない終局的にf_xは式（1・3・53）で与えられるものとする．

$$\begin{aligned} f_x &= \frac{\partial}{\partial x}\left(-\rho L_x^2\left(\frac{U}{L}\right)^2\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(-\rho L_z^2\left(\frac{U}{h}\right)^2\right) \\ &\cong \frac{\partial}{\partial x}\left(-\rho\alpha L_x^2\left(\frac{U}{h}\right)^2\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(-\rho\beta L_z^2\left(\frac{U}{h}\right)^2\right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x}\left\{\left(-\rho\alpha L_x^2 - \rho\beta L_z^2\right)\left(\frac{U}{h}\right)^2\right\} \\ &= -\rho\cdot\frac{\partial}{\partial x}\left(L_B^2\left(\frac{U}{h}\right)^2\right) \\ &= -\rho\cdot k^2\frac{\partial}{\partial x}\left\{(h+\eta)^2\left(\frac{U}{h}\right)^2\right\} \qquad (1\cdot3\cdot53) \end{aligned}$$

なお，上式で，L_Bは乱れの規模を表わすもので，これを水深と波高に比例する量，つまり式（1・3・54）のように仮定している．

$$L_B = \sqrt{\alpha L_x^2 + \beta L_z^2} = k(h+\eta) \cdots\cdots (1\cdot3\cdot54)$$

なお，kは比例定数である．また，α，は$L=\frac{1}{\alpha}h$を満す比例定数，

βは$\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho L_z^2\left(\frac{U}{h}\right)^2\right) \cong \beta\cdot\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho L_z^2\left(\frac{U}{h}\right)^2\right)$を満す定数である．

したがって，式（1・3・48），式（1・3・50）と式（1・3・53）より，本論で用いる基本式を示すとつぎのようになる．

$$\left.\begin{aligned} U_t + UU_x &= -g\eta_x - \left\{k^2(h+\eta)^2\cdot(U/h)^2\right\}_x \\ \eta_t + \left\{U(h+\eta)\right\}_x &= 0 \end{aligned}\right\} \cdots\cdots (1\cdot3\cdot55)$$

3－4・3　有限差分法による数値計算

いま，計算の都合上式（1・3・56）に示す変数変換を行い，式（1・3・55）を無次元量の式にする．

$$X^* = x/h,\ T^* = (t/h)\sqrt{gh},\ U^* = U/\sqrt{gh},\ H^* = (h+\eta)/h$$

$$k^2 = K^* \qquad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot56)$$

したがって，基本式はつぎのようになる．

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial U^*}{\partial T^*} + \frac{1}{2}\frac{\partial U^{*2}}{\partial X^*} + \frac{\partial H^*}{\partial X^*} + \frac{\partial}{\partial X^*}(K^*\cdot H^2\cdot U^2) = 0 \\ &\frac{\partial H^*}{\partial T^*} + \frac{\partial}{\partial X^*}(U^*\cdot H^*) = 0 \end{aligned}\right\} \cdots\cdots (1\cdot3\cdot57)$$

上式を，Friedrichs[42] の方法で差分化すると，**図－1・3・53** に示す未知点PでのH^*とU^*の値は既知点Q_1，P_1，R_1の値を用いて explicit な方法で式（1・3・58）で与えられる．

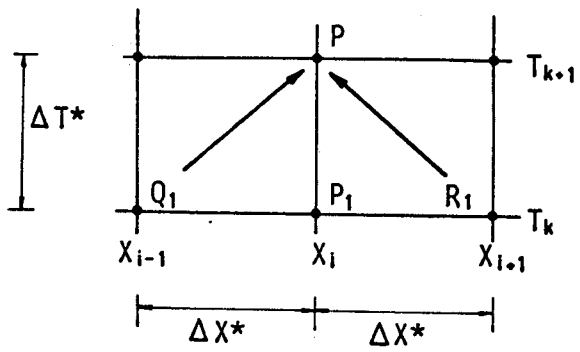
$$\left.\begin{aligned} H^*(P) &= \frac{1}{2}\{H^*(R_1)+H^*(Q_1)\} - \frac{\triangle T^*}{2\triangle X^*}\{U^*(R_1)H^*(R_1)-U^*(Q_1)H^*(Q_1)\} \\ U^*(P) &= \frac{1}{2}\{U^*(R_1)+U^*(Q_1)\} - \frac{\triangle T^*}{2\triangle X^*}\{\frac{1}{2}(U^{*2}(R_1)-U^{*2}(Q_1))+(H^*(R_1) \\ &\quad -H^*(Q_1))\} - K^*\cdot\frac{\triangle T^*}{2\triangle X^*}\{H^{*2}(R_1)U^{*2}(R_1)-H^{*2}(Q_1)U^{*2}(Q_1)\} \end{aligned}\right\}$$

$$\cdots\cdots (1\cdot3\cdot58)$$

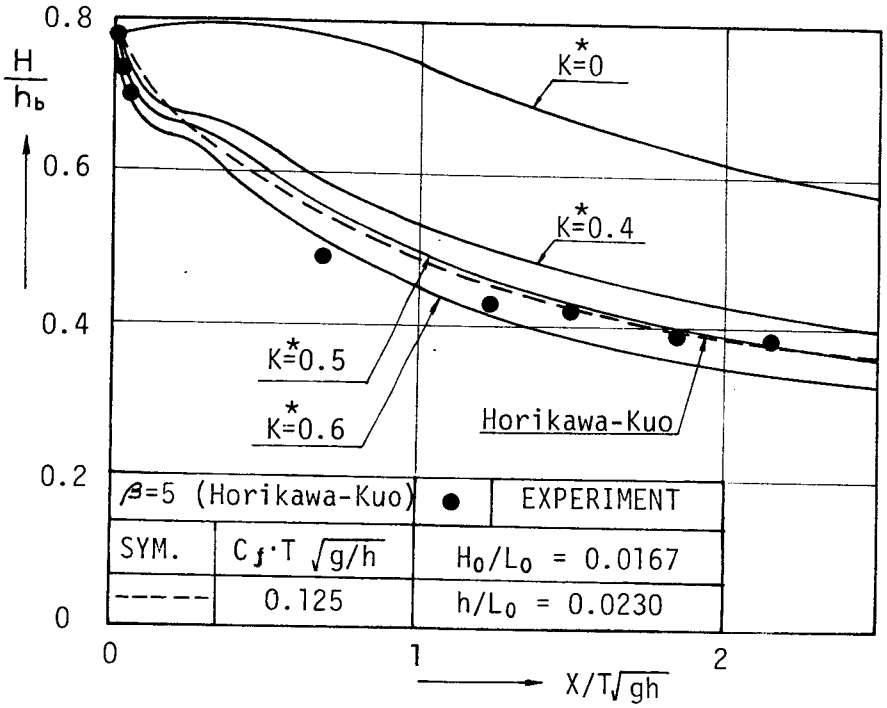
なお，上式で，$\triangle X^*$＝空間差分．$\triangle T^*$＝時間差分である．この$\triangle X^*$と$\triangle T^*$は解が収束するように，式（1・3・59）の Courant 条件を満すように決める必要がある．

$$\triangle T^* \leqq \min_{P_1}\left(\frac{\triangle X^*}{U^*(P_1)+\sqrt{H^*(P_1)}}\right) \qquad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot59)$$

図－1・3・54は計算結果の一例を示したものである．なお，同図の計算値は予備計算で解の収束が確かめられている差分 $\triangle X^* = 0.02$，$\triangle T^* = 0.004$ を用い，砕波時波形と流速はBoussinesqの孤立波[43]と仮定して計算したものである．同図によれば，K^* の値が大きくなると波高減衰が大きくなり

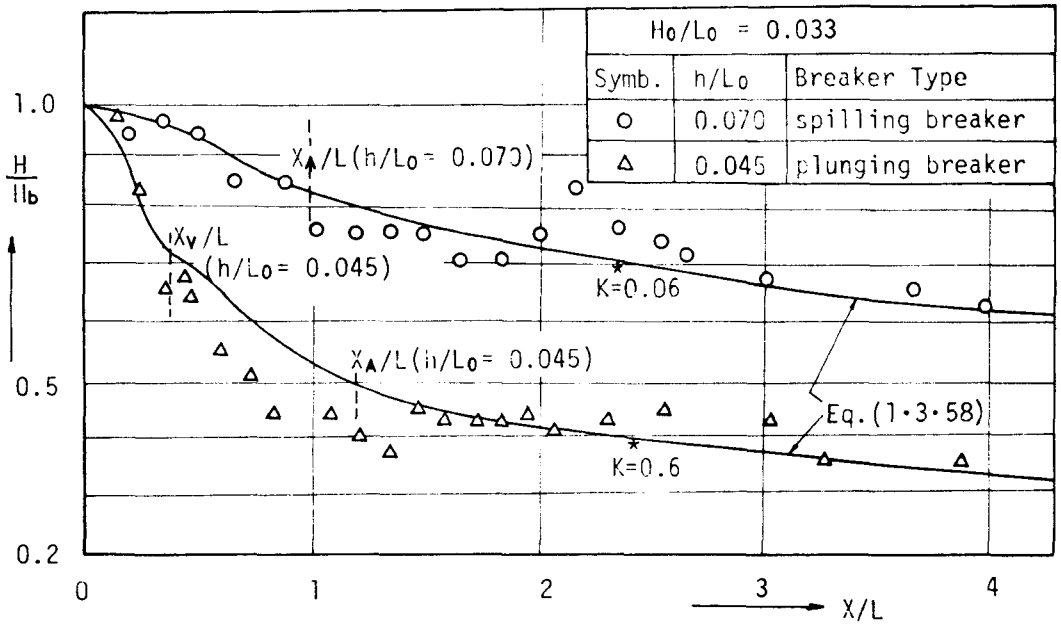


図－1・3・53　計算の格子点



図－1・3・54　波高減衰の計算値と実験値の比較

乱れ項が大きいほど波高減衰が大きい事が判明する．そして，$K^* = 0.5$ にすると，堀川・郭の理論値[44]とよく一致する．また，同図に示した実験値と $K^* = 0.5 \sim 0.6$ に対する計算値は比較的よく一致していることが認められる．図－1・3・55は，砕波時の条件として，計測波形と計測した流速を用いて計算した値と，実験値の比較を示したものである．



図－1・3・55　波高減衰の計算値と実測値の比較

plunging breaker については，実験値と計算値に差異があるが，これはさきにも述べた乱れ項の中にhorizontal roller の効果を導入していないためであると考えられる．一方，spilling breaker については比較的よく一致しており，式（1・3・55）でその概略値は予測できると判断してよかろう．なお，K^* の値は実験値と最もよく一致するように選ばれたもので，確定された値ではなく，このK^* の値の系統的な特性を見出すためには数多くの水理実験値と数値計算値とをつき合せて決めなければならない．

第4節　波の変形にともなう平均水位の変動機構

2－5で既に記したように，砕波後の波には質量輸送がともなうので，平均水位が変化する．ここでは，その変動機構を明らかにし，砕波帯内で消失する波のエネルギーと平均水位の関連性について記す．

4－1　基礎式

問題を二次元で非圧縮性として取り扱う．水平方向：x，鉛直方向：z（原点を静水面

とし上向を正とする）方向の平均流速をU，Wとすると，x方向，z方向の運動量方程式はおのおの式（1・3・60）と式（1・3・61）で与えられる。

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(\rho U^2)+\frac{\partial}{\partial z}(\rho UW)+\frac{\partial P}{\partial x}=f_x \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot60)$$

$$\frac{\partial(\rho W)}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(\rho UW)+\frac{\partial}{\partial z}(\rho W^2)+\frac{\partial P}{\partial z}+\rho g=f_z \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot61)$$

なお，上式で f_x と f_z は粘性と乱れによる力のx方向とz方向の成分，ρ：流体の密度，P：圧力，g：重力加速度である。

式（1・3・60）と式（1・3・61）の辺々を $z=-h\sim\eta$ まで積分し，つぎの，式（1・3・62）の条件式を用いると，式（1・3・60）と式（1・3・61）は次式のように変形

$$\left.\begin{array}{ll}\partial h/\partial t=\partial h/\partial x=0 & (\because h=\mathrm{const.})\\ \text{境界条件}\ :\ W_{-h}=0 & (\text{水底条件})\\ :\ P_\eta=0 & (\text{大気圧に等しい})\\ :\ \rho W_\eta=\rho_\eta\dfrac{\partial\eta}{\partial t}+(\rho U)_\eta\left(\dfrac{\partial\eta}{\partial x}\right) & (\text{表面条件})\end{array}\right\} \cdots\cdots (1\cdot3\cdot62)$$

される。

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{-h}^{\eta}(\rho U)\,dz+\frac{\partial}{\partial x}\int_{-h}^{\eta}(\rho U^2)\,dz+\frac{\partial}{\partial x}\int_{-h}^{\eta}P\,dz=\int_{-h}^{\eta}f_x\,dz \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot63)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{-h}^{\eta}(\rho W)\,dz+\frac{\partial}{\partial x}\int_{-h}^{\eta}(\rho UW)\,dz-P_{-h}+g\int_{-h}^{\eta}\rho\,dz=\int_{-h}^{\eta}f_z\,dz \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot64)$$

いま，x方向の運動量の平均値を式（1・3・65）で定義し，式（1・3・63）の各項の時

$$M_x=\overline{\int_{-h}^{\eta}\rho U\,dz} \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot65)$$

間平均をとると式（1・3・66）をうる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(M_X)+\frac{\partial}{\partial x}\overline{\int_h^{\eta}(\rho U^2+P)\,dz}=\overline{\int_{-h}^{\eta}f_X\cdot dz} \quad \text{----------} (1\cdot3\cdot66)$$

ここに，Longuet-Higgins & Stewart[45] の提案した式（1・3・67）で与えられるx方向のradiation stress S_{XX} の概念を用いるものとする．

$$\left.\begin{aligned} S_{XX}&=\overline{\int_{-h}^{\eta}(\rho U^2+P)\,dz}-\frac{1}{2}\rho g(\overline{\eta}+h)^2 \\ &=E\left(2\frac{C_g}{C}-\frac{1}{2}\right),\ E=\frac{1}{8}\rho g H^2 \end{aligned}\right\} \quad \text{----------} (1\cdot3\cdot67)$$

なお，同式で，C_g＝群速度，C＝波速，H＝波高である．この式（1・3・67）を式（1・3・66）に代入すると式（1・3・68）をうる．

$$\frac{\partial}{\partial t}(M_X)+\frac{d}{dx}\left\{E\left(2\frac{C_g}{C}-\frac{1}{2}\right)\right\}+\rho g(h+\overline{\eta})\frac{d\overline{\eta}}{dx}=\overline{\int_{-h}^{\eta}f_X\cdot dz}$$

$$\text{----------} (1\cdot3\cdot68)$$

この式が，平均水位$\overline{\eta}$の変動を求める基本式である．したがって右辺の f_X の関数形が与えられると$\overline{\eta}$の値を算定することができる．f_X は，特に砕波帯内では，気泡連行を伴う乱れ成分が支配的であるから，乱れの表示式が必要となる．この乱れの表示式として**3－4・2**で示した式（1・3・53）を用いるとよいが，式（1・3・53）を式（1・3・68）の右辺に代入するとその計算は極めて複雑になること，また，次数としては左辺の項に比して一次高くなるため，二次の量となる．したがって，本論では，右辺の抵抗項を省略する場合の近似解を求め，その妥当性，あるいは適用範囲について明らかにしていく．

いま，サーフ・ビートのような現象が生じないものとし，式（1・3・68）の左辺第1項$\frac{\partial}{\partial t}(M_X)$を考えないものとすれば，式（1・3・68）は式（1・3・69）のようになる．

$$\frac{d}{dx}\left\{E\left(2\frac{C_g}{C}-\frac{1}{2}\right)\right\}+\rho g(h+\overline{\eta})\frac{d\overline{\eta}}{dx}=0 \quad \text{----------} (1\cdot3\cdot69)$$

2－5で明らかにしたように，$\overline{\eta}\ll h$であるから，上式で$(h+\overline{\eta})\cong h$とし，E，

EC_g あるいはHと $\bar{\eta}$ の関係を示すとおのおの式（1・3・70），式（1・3・71），式（1・3・72）のようになる．なお，C_g 及びCは便宜上砕波前の第1近似解[46] の値を用いている．

$$\frac{dE}{dx}+\alpha h\frac{d\bar{\eta}}{dx}=0,\quad \alpha=1/\left(\frac{1}{2}+\frac{2kh}{\sinh 2kh}\right) \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot70)$$

$$\frac{d(EC_g)}{dx}+\beta h\frac{d\bar{\eta}}{dx}=0,\ \beta=1/\left(\frac{2\pi}{gT\tanh kh}\right)\left(\frac{4kh+\sinh 2kh}{2kh+\sinh 2kh}\right) \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot71)$$

$$\frac{h(\bar{\eta}-\bar{\eta}_b)}{H_b^2-H^2}=\frac{1}{4}\left(\frac{1}{4}+\frac{kh}{\sinh 2kh}\right)\equiv K \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot72)$$

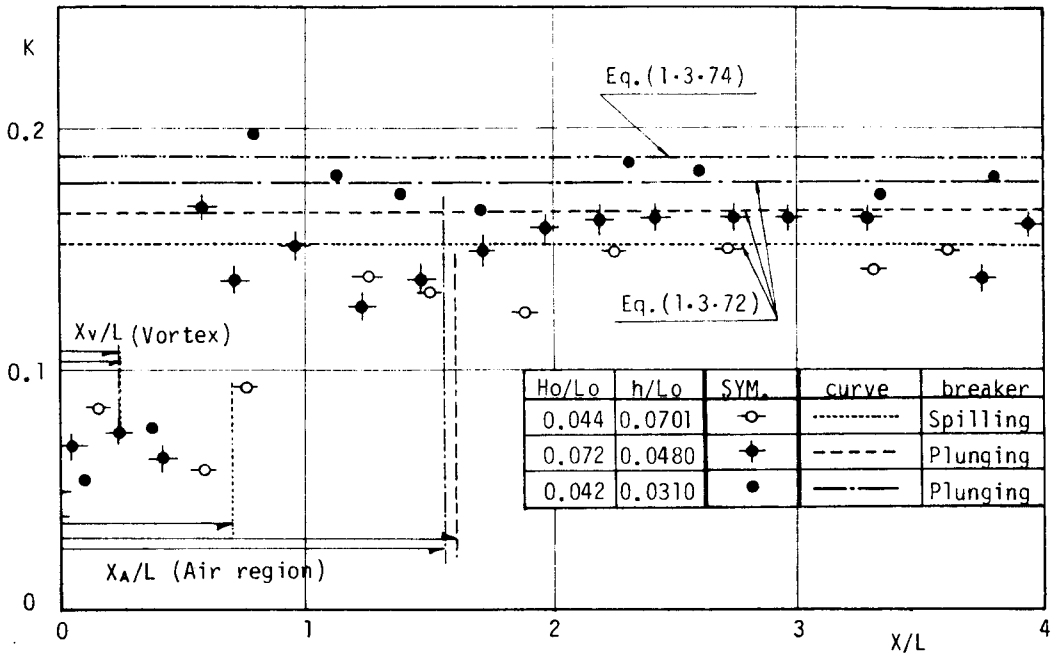
なお，上式で $\bar{\eta}_b$ は砕波波高 H_b に対する平均水位である．また，従来，砕波後の波に対してよく用いられる仮定，式(1・3・73) を用いると，式(1・3・72) に対応する式として 式(1・3・74) をうる．

$$C_g=C \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot73)$$

$$\frac{h(\bar{\eta}-\bar{\eta}_b)}{H_b^2-H^2}=\frac{3}{16}\quad(\equiv \mathrm{const.}) \quad \cdots\cdots (1\cdot3\cdot74)$$

式（1・3・70）～式（1・3・74）によれば，波動エネルギーの変化が平均水位の変化に変換され，波動の逸散エネルギーが大きいほど，平均水位が大きく上昇する，つまり平均的な位置のエネルギーが増大する事を示している．また，式（1・3・74）によれば，長波性の波に対しては，$h(\bar{\eta}-\bar{\eta}_b)$ と $(H_b^2-H^2)$ の比は波の周期，砕波点からの伝播距離に関係なく，常に3/16の一定値をとることを示している．

図－1・3・56 は式（1・3・72）と式（1・3・74）の計算値と実験値を比較したものである．同図によれば，plunging breaker については，horizontal roller の生起する範囲では実験値は理論値よりはるかに小さく，その間で消失する波動エネルギーの全ては平均水位の上昇に変換されない．これは，既述した horizontal roller の運動エネルギーと，一部は，理論式で省略されている f_x の項によるエネルギーに変換されているものと推察される．しかし，horizontal roller が消滅した後では，$X/L\cong1.5$ 程度の伝播距離になれば，式（1・3・72）にもとづく計算値と実験値は比較的一致するようになり，さらに $X/L>X_A/L$ の気泡連行を伴わない領域になれば，両者は極



図－1・3・56　平均水位変動の計算値と実験値の比較

めてよく一致している．したがって，こういった領域では式（1・3・72）の近似理論で平均水位の算定が精度高く行なえるが，これは3－2で述べたように，気泡連行を伴わない領域では波高減衰は底面摩擦によりほぼもたらされるため，式（1・3・72）を求めたときのf_xの項の省略がf_xが小さいことからほぼ妥当であった事によるためと思われる．また，spilling breakerについては，傾向としてはplunging breakerとほぼ同じであって，気泡連行を伴う領域では実験値と計算値の差異が大きく，この領域ではf_xの効果は無視できない重要な要素であることが判明する．なお，気泡連行を伴わない領域（$X/L > X_A/L$）では砕波型に関係なく計算値のうち式(1·3·72)の値の方が式(1·3·74)の値より実験値に一致する．これは，$X/L > X_A/L$の範囲になれば，2－8で述べたように，高次の調和成分が消えて再び砕波前のような安定した整正な波になるので，式（1・3・73）の砕波帯の中で仮定されてきたような関係式は成立しない事によるものと思われる．

したがって，この事より，砕波直後の気泡連行を伴う砕波帯では，乱れによるf_xの抵抗項を含めた式で平均水位$\overline{\eta}$の計算をしなければならないことが判明した．なお，先にも若干述べたように，3－4で示したf_xの関係式を導入して計算するのはなかなか煩雑であり，著者は残念ながら行っていない．今後の検討課題としたい．

一方，気泡連行を伴わない領域では式（1・3・72）で平均水位$\overline{\eta}$の計算は精度高く行

えて，波動エネルギーの減少分はほぼ平均水位$\bar{\eta}$の上昇に変換されることが明らかになった．

第5節　結　論

本章では，主に一定水深域での砕波変形の実態と変形の内部機構について実験と理論の面から論じてきた．得られた結論を要約すれば以下のようになる．

(1)一定水深域での砕波はspilling breakerとplunging breakerに大別され，その限界は$(H/h)_b=0.72$で与えられる．なお，傾斜面で観測されるsurging breakerは一定水深域の砕波では生じない．

(2)plunging breakerの場合にhorizontal rollerとsplashが形成されるのに，spilling breakerの場合には形成されない．両者の砕波型の内部機構の差異はhorizontal rollerとsplashの形成の有無にある．

(3)砕波後の波高減衰はplunging breakerの方がspilling breakerより大きい．plunging breakerの場合はhorizontal rollerの消滅地点（$X/L<X_V/L$）まで一番大きく，ついで気泡連行をともなう範囲（$X_V/L<X/L<X_A/L$）で大きく，気泡連行を伴わない範囲（$X/L>X_A/L$）では波高減衰が一番小さい．一方，spilling breakerについては，horizontal rollerの形成をみないため，気泡連行を伴う領域（$X/L<X_A/L$）で波高減衰が大きく，plunging breakerと同様，気泡連行を伴わない領域での波高減衰は小さい．

(4)砕波後の波の水平方向の水粒子速度は静水面上の波面で急激に大きくなり，波高の最も高い砕波時より砕波直後の波高の減衰した砕波帯内の方が大きく，従来の波動理論ではこの実態の説明がつかない．

(5)砕波後の波速は，波高の最も高い砕波時より，砕波帯内の波高の低い地点で逆に波速が最大になり，水平方向の水粒子速度と同様の傾向を示し，従来の波動理論とことなった結果を示している．

(6)一定水深域でも平均水位の変動が認められ，砕波点近傍ではset-downであるが，砕波帯内では平均水位は上昇しset-upとなる．このset-upの量はplunging breakerの方がspilling breakerより大きいが，その最大値は砕波時波高H_bの高々9％程度であり傾斜水面の汀線近傍の値より小さい．

(7)砕波後の波は，基本周波数以外に高次の調和成分波により構成され，気泡連行を伴う

砕波帯の中では，周波数が低周波数から高周波数に移行するにつれて，$f < \sqrt{g/4\pi h}$の範囲で成分波高はf^{-1}に比例する波高分布，$\sqrt{g/4\pi h} < f < \frac{1}{2\pi}\sqrt{g\rho/K}$の範囲で$f^{-2}$に比例する波高分布，$f > \frac{1}{2\pi}\sqrt{g\rho/K}$の範囲で$f^{-2/3}$と$f^{-1/2}$に比例する波高分布を一種の"平衡勾配"としてとる事が次元解析により明らかにされ，f^{-1}，f^{-2}，$f^{-2/3}$の"平衡勾配"が存在する事が水理実験によりほぼ検証された．

(8)plunging breakerにより形成されるhorizontal rollerはRankine型のvortexとして取り扱いうる事が水理実験により明らかにされ，さらに，砕波後の消失する波動エネルギーの10％～30％がhorizontal rollerのエネルギーに転換されることが明らかにされた．

(9)新らしく試作した底面摩擦応力測定装置により砕波後の波による底面摩擦力を計測して摩擦応力の特性と底面摩擦係数の特性を明らかにした．そして砕波後の気泡連行を伴う強い乱れの領域では，その間に消失する波動エネルギーの高々9％程度が底面摩擦力によりもたらされる事を明らかにした．また，砕波帯を通過した後の気泡連行のない領域では（X/L＞3～4程度），波高はほぼ底面摩擦により減衰していく事が明らかにされた．

(10)砕波帯での波高低減に及ぼす連行気泡の効果を示したFührböter の解析値は実際の水理実験結果と一致せず，そのままの形で適用できない．なお，著者も波高低減に及ぼす気泡だけの効果を明らかにする事ができなかった．

(11)砕波帯での波高低減は気泡連行を伴う強い乱れに大きく支配されると考えて，気泡連行を伴う乱れをモデル化して，砕波帯内での波動式を誘導した．有限差分法により数値計算して実験値と比較検討して，比例定数K^*を適当に選ぶと実験値と比較的よく一致する事を明らかにした．

参　考　文　献

1）Mason, M. A. : Some observations of breaking waves, Gravity waves, N. B. S. Circular 521, 1951, pp. 215～220.

2）椹木亨・岩田好一朗・中辻啓二：砕波の内部機構に関する基礎的研究（第1報），第16回海岸工学講演会講演集，1969，pp. 35～39.

3）Michell, A. G. M. : The highest wave in water, Phil. Mag. Vol. 36

(5), 1893, pp. 430～437.

4) Galvin, C. J. : Breaker travel and choise of design wave height, Proc. of ASCE., WW 2, May, 1969, pp. 175～200.

5) 佐伯浩・佐々木幹大：砕波後の波の変形に関する研究(1), 第20回海岸工学講演会論文集, 1973, pp. 559～564.

6) Laiton, E. V. : The second approximation of cnoidal and solitary wave, Jour. of Fluid Mech., Vol. 9, 1960, pp. 430～444.

7) 岩垣雄一・酒井哲郎・開沼淳一・川島毅：進行波の砕波限界に関する実験, 第25回年次学術講演会講演集, pp. 23～26.

8) Johnson, J. W. & P. S. Eagleson : Estuary and Coastline Hydrodynamics, Coastal processes, Mc Graw-Hill., 1966, pp. 410～411.

9) 堀川清司・砂村継夫・鬼頭平三・品川正典：海浜変形に関する実験的研究（第1報）－波による斜面上のnet flow patternについて, 第27回土木学会年次学術講演会講演概要, 1972, pp. 95～98.

10) 水理公式集, 土木学会編, 昭和38年増補改訂版, 昭和42年, pp. 460～461.

11) Richardson, D. P. : The kinematics of water particle velocities of breaking waves within the surf zone, NTIS, AD－769, 423, 1973.

12) 佐藤清一：水理学, 森北出版, 昭和35年, pp. 299～303.

13) 3) と同じ

14) Méhauté, B. L. : On non-saturated breakers and the wave run-up, Proc. of 8th Conf. on Coastal Eng., 1963, pp. 77～92.

15) 谷一郎：乱流理論, 金原出版.

16) 椹木亨・岩田好一朗：周波数特性からみた砕波後の波の変形に関する－考察－砕波内部機構に関する基礎的研究第5報－，第22回海岸工学講演会論文集，1975，pp．81～86．

17) Mc Nair E. C. and R. M. Sorensen : Characteristics of waves by a longshore bar, Proc. of 12th Conf. on Coastal Eng., Wasinghton, 1970, pp. 415～434.

18) 日野幹雄・山崎貞夫：波による鉛直板よりの渦の形成とエネルギー逸散，第18回海岸工学講演会論文集，1971，pp．61～66．

19) Eagleson, P. S. : Laminar damping of oscillatory waves, Proc. of ASCE., Vol. 88, No. HY3, 1962, pp. 155～181.

20) 岩垣雄一・土屋義人・坂井順行：海底摩擦による波高減衰の基礎的研究(2)－底面摩擦力の測定について－，第11回海岸工学講演会講演集，1964，pp．62～68．

21) 松梨順三郎・川谷健：波による海底の変形に関する基礎的研究－底面摩擦応力の測定について－，第12回海岸工学講演会講演集，1965，pp．29～34．

22) Riedel, H. D., Kamphuis, J. W. and A. Brebner : Measurement of bed shear stress under waves, Proc. of 13th Conf. on Coastal Eng., 1972, pp. 587～603.

23) 19）と同じ

24) 20）と同じ

25) 椹木亨・岩田好一朗・久保雅義：底面及び側壁の波による摩擦応力について－滑面層流の場合－，土木学会関西支部年次学術講演会講演概要，昭和49年度，pp．Ⅱ－55－1～Ⅱ－55－2．

26) 20）と同じ

27) 20）と同じ

28) 20) と同じ

29) Bretschneider, C. L. : Field investigation of wave energy loss of shallow water ocean waves, B. E. B., Tech. Memo., No. 46, 1954, pp. 1 ～ 21.

30) 18) と同じ

31) 19) と同じ

32) Kajiura, K. : A model of the bottom boundary layer in water waves, Bull Earthquake Res., Inst., Univ. of Tokyo, Vol. 46, 1968, pp. 75 ～ 122.

33) Collins, J. I. : Inception of turbulence of the bed under periodic gravity waves, J. of Geophys. Res., Vol. 68, 1963, pp.6007 ～ 6014

34) 岩垣雄一・土屋義人・陳活雄：海底摩擦による波高減衰の基礎的研究(3), －層流境界層方程式の非線型の影響について－, 第12回海岸工学講演会講演集, 1965, pp. 41 ～ 49.

35) 19) と同じ

36) Führböter, A. : Air entrainment and energy dissipation in breakers, Proc. of 12th Conf. on Coastal Eng., Vol. II, 1970, pp. 391 ～ 398.

37) 例えば, 栗原道徳・ほか：空気防波堤の研究について IV, 消波の物理機構について, 九州大学応力力学研究所所報, 第9号, 昭和31年, pp. 35 ～ 57.

38) Keller, H. B., D. A. Levin and G. B. Whitham : Motion of a bore over a sloping beach, Jour. of Fluid Mech., Vol. 7, 1960, pp. 302～316.

39) Freeman, J. C. and B. L. Méhauté : Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, Proc. of ASCE., Vol. 90, No. HY2, 1964, pp. 187 ～ 214.

40） 2）と同じ

41） 例えば，応用水理学上，本間仁・石原藤次郎編，丸善，1957， pp．36～40．

42） 38）と同じ

43） 応用水理学中Ⅱ,，石原藤次郎・本間仁編，丸善，1958， pp．542．

44） Horikawa, K, and C．T．Kuo：A study on wave transformation inside surf zone, Proc．of 10th Conf．on Coastal Eng．1966, pp．217～233．

45） Longuet-Higgins, M．S．and R．W．Stewart：Radiation stresses in water waves：A physical discussion with applications, Deep-Sea Research, Vol．Ⅱ, 1964, pp．529～562．

46） 例えば，水理公式集：土木学会編，昭和46年改訂版，昭和49年，pp．78～79．

第 2 編

構造物による浅海波の変形機構とその制御工法—とくに位相差の効果—に関する基礎的研究

第 1 章　緒　論

第 2 編では構造物による浅海波の変形機構とその制禦工法を取りあげる．**序論**でも記したように，本編は浅海波の制禦を目的とした研究であり，本研究においては，制禦工法として 2 つの波の位相差を利用する工法を取りあげる．

この位相差を利用して波を制禦する工法としては，波の共振現象を利用し，水路の片側に幅が入射波長の 1/2，奥行が入射波長の 1/4 の長さの resonant basin を設けて消波をおこなった Valembois[1] が最初であると考えられる．

後述するように，透過性構造物及び不透過性構造物が複数基並列して設置された場合は構造物間での波の反射により，入射波の位相に対して反射波の位相がずれるので，この位相差が浅海波の変形にいかなる程度の寄与をするか明確にしておかなければならない．本編では，**第 2 章**で，多孔壁型と横スリット型簡易防波堤を取りあげて，多孔壁と横スリット壁の幾何形状の特性と浅海波の変形特性の関連性，多孔壁及び横スリット壁を複数基用いる場合の浅海波の変形と消波機構を理論的かつ実験的に明らかにする．**第 3 章**では，遊水部を有する鉛直消波岸壁を取り挙げて，透過壁が一重の場合，二重の場合の両方の型式による浅海波の変形と消波機構，最大の消波効果をもたらす岸壁構造を理論的且つ実験的に明らかにする．**第 4 章**では，離岸堤を取りあげて，海岸堤防前面にトムボロ地形がある場合とない場合の両方について海岸堤防前面波高及び離岸堤沖側合成波高に及ぼす離岸堤の設置距離の効果を理論的かつ実験的に明らかにする．

なお，本編では，波の制禦という極めて実用的な工法に関する研究をとりあげているため，現地の海岸においてみられる不規則波浪の変形特性あるいは消波特性についても明らかにしている．

参　考　文　献

1）J. Valembois ; Etude de l'action d'ouvrages resonants sur lu propagation de la houle, Minnesota International Hydraulic Convention, 1953.

第2章　透過性構造物による浅海波の変形機構とその制御工法に関する基礎的研究

第1節　概　説

防波堤および岸壁・護岸などの海岸港湾構造物は常時風浪の作用下にあるため，防波効果の高いことと同時に耐久性があり，かつその維持補修が容易であることが必要とされる．この種の防波構造物として耐久性の面からコンクリート構造物と捨石及び消波ブロック構造物が従来主として用いられてきた．このうち従来現地海岸で構築頻度の高い捨石及び消波ブロックなどによる透過性構造物の水理特性とそれにともなう波の変形機構については Biésel[1] をその緒としてLe Méhaute[2]，近藤[3]，富永・坂本[4]，井島[5]，とSollitt & Cross[6]，らにより理論的並びに実験的な研究が行なわれ，数多くの工学上有意義な成果が得られている．一方，近年鋼材の耐久性の増加および施工の迅速性・補修の容易さから鋼材を主体にした透過性防波構造物の形式の開発とその水理特性について検討が加えられようになった．この中でもパイル型防波堤[7]，カーテンウオール型防波堤[8) 9)] と鋼管パイル防波堤[10) 11)] については比較的多く実験並びに理論的な検討が加えられ，現地海岸で、具体的に施工されるようになってきている．

本章では，鋼材を用いた透過性防波構造物において，従来ほとんど論議されていない横スリット型防波構造物と多孔壁型防波構造物[12] の二つの型式の透過性構造物をとりあげて，その水理特性とそれにともなう浅海波の変形機構について波の反射率と透過率の面から明らかにしようとするものである．

第2節　多孔壁型透過性構造物による浅海波の変形

2—1　理論解析

本節の解析に際しては次の仮定を設ける

(i)　波は長波近似の可能な微小振幅波とする．

(ii)　透過性構造物は波により振動しない．

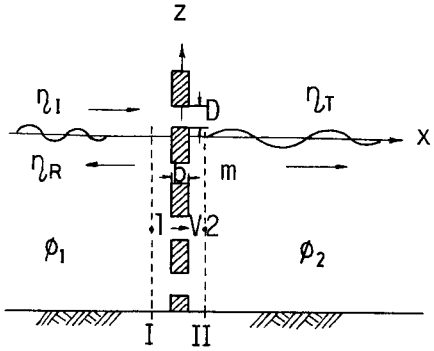
(iii)　構造物による反射波と透過波の入射波に対する位相差は無視できる．

(vi)　構造物の幅 b（図－2・2・1参照）は波長に比して無視できる程度の長さとする．

上述のような構造物に対する入射波η_I，反射波η_Rと透過波η_Tをおのおの式（2・2・1）で与える．

$$\left.\begin{aligned}\eta_I &= a\ \sin(kx-\sigma t)\\ \eta_R &= a\gamma_R\ \sin(kx+\sigma t+\hat{\theta}_R)\\ \eta_T &= a\gamma_T\ \sin(kx-\sigma t+\hat{\theta}_T)\end{aligned}\right\}\quad\text{----------}(2\cdot2\cdot1)$$

ここで，$k=2\pi/L$，L：水深hでの波長，$\sigma=2\pi/T$，T：周期，γ_R：反射率，γ_T：透過率である．このη_I，η_R，η_Tを用いると，**図－2・2・1**に示す合成波領域での速度ポテンシアルϕ_1と透過波の速度ポテンシアルϕ_2はおのおの次式で与えられる．



図－2・2・1　記号の説明

$$\left.\begin{aligned}\phi_1 &= \frac{a\cdot\sigma}{k}\ \frac{\cosh\ (kh+kz)}{\sinh\ kh}\ \cos(kx-\sigma t)-\frac{\gamma_R\, a\sigma}{k}\times\\ &\quad\frac{\cosh(kh+kz)}{\sinh\ kh}\cos\ (kx+\sigma t+\hat{\theta}_R)\\ \phi_2 &= \frac{\gamma_T\ a\sigma}{k}\cdot\frac{\cosh(kz+kh)}{\sinh\ kh}\cos(kx-\sigma t+\hat{\theta}_T)\end{aligned}\right\}\quad\text{---------}(2\cdot2\cdot2)$$

さらに，**図－2・2・1**に示す1地点と2地点間でのベルヌイーのエネルギー保存式と防波堤前後での流量保存式はおのおの次式で与えられる．

$$\frac{P_1}{\rho g}+\frac{1}{2g}\left(-\frac{\partial\phi_1}{\partial x}\right)^2+\frac{1}{g}\left(-\frac{\partial\phi_1}{\partial t}\right)=\frac{P_2}{\rho g}+\frac{1}{2g}\left(-\frac{\partial\phi_2}{\partial x}\right)^2+\frac{1}{g}\times\left(-\frac{\partial\phi_2}{\partial t}\right)+\xi\frac{V^2}{2g}\quad\text{----------}(2\cdot2\cdot3)$$

$$\int_{-h}^{0}\left(-\frac{\partial\phi_1}{\partial x}\right)dz_{x=-0}=\int_{-h}^{0}\left(-\frac{\partial\phi_2}{\partial x}\right)dz_{x=+0}=mC_m\int_{+h}^{0}V\,dz\quad\text{----------}(2\cdot2\cdot4)$$

ただし，上式でξ：多孔壁型透過性構造物での損失係数，V：構造物内での流速，ρ：

流体の密度，g：重力加速度，m：多孔壁透過性構造物の開口比，C_m：流量係数，P_1，P_2：1及び2地点での水圧である．式（2・2・3）で$P_1-P_2=\rho g(\eta_I+\eta_R-\eta_T)$と仮定すると，式（2・2・1）～式（2・2・3）と式（2・2・4）の第1番目の等式よりVが次式で与えられる．

$$V=\frac{1}{\sqrt{\xi}}\sqrt{\left\{2g+\frac{2\sigma^2}{k}\cdot\frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh}\right\}\{\eta_I+\eta_R-\eta_T\}} \quad \cdots(2\cdot2\cdot5)$$

この式（2・2・5）を式（2・2・4）の第2番目の等式に代入すると次式をうる．

$$\eta_T^2=\frac{2m^2C_m^2}{\sigma^2}\left(\frac{1}{\xi}\right)\cdot k^2h^2\cdot\left\{\left(2g+\frac{2\sigma^2}{k\cdot\sinh kh}+\frac{1}{6}k^2h^2\right)(\eta_I-\eta_R)\right\} \quad \cdots\cdots(2\cdot2\cdot6)$$

なお，式（2・2・6）は$\cosh k(h+z)\cong1+\frac{1}{2}k^2(h+z)^2+\frac{1}{4}k^4(h+z)^4$として導かれている．式（2・2・6）で，透過波の位相差$\hat{\theta}_T=0$とするとγ_Tが算定できるが，その際γ_T^2の係数は$a\sin\sigma t$となり時間的に変化する．このような時間的に変化する係数の取扱いについては従来その最大値あるいは半周期の時間平均をとるなどの種類の方法がとられている．ここでは流量係数C_m，損失係数ξ及びγ_Tはその最大値でもって定義すると，式(2・2・6)より透過率γ_Tは式（2・2・7）で与えられる．また，反射率γ_Rは式（2・2・4）の第1番目の等式より式（2・2・8）で与えられる．

$$\gamma_T=\frac{2}{a}\left\{-m^2C_m^2\left(\frac{1}{\xi}\right)\cdot K\cdot+\sqrt{m^4C_m^4\left(\frac{1}{\xi}\right)^2\cdot K^2+am^2C_m^2\left(\frac{1}{\xi}\right)K}\right\} \quad \cdots\cdots(2\cdot2\cdot7)$$

$$|\gamma_R|=1-\gamma_T \quad \cdots\cdots(2\cdot2\cdot8)$$

ただし，

$$K=\left(\frac{kh}{\sigma}\right)^2\cdot\left\{g+\frac{\sigma^2}{k}\cdot\frac{1}{\sinh kh}+\frac{\sigma^2}{6k}\cdot\frac{k^2h^2}{\sinh kh}\right\} \quad \cdots\cdots(2\cdot2\cdot9)$$

$$\xi=\zeta_\omega+\zeta_c+f(b/D) \quad \cdots\cdots(2\cdot2\cdot10)$$

また，

ζ_ω：断面拡大の損失係数（1.0），ζ_c：断面急縮の損失係数（0.5），f：多孔壁での摩擦係数，D：円孔直径である．なお，ξは式（2・2・10）で与えているが，これは図－

2・2・1に示す検査断面を円管と仮想して求めたものである。

なお，服部[13]は波動の半周期の時間平均を用いて，運動量方程式よりγ_Tとγ_Rを式（2・2・11）と式（2・2・12）のように与えている。

$$\gamma_T = \frac{2\pi}{\theta}\cdot\frac{h}{H_I}\left(\beta+\frac{kh}{\tanh kh}\right)\cdot\left[-1+\sqrt{1+\frac{\theta}{\pi}\cdot\frac{H_I}{h}\cdot\frac{1}{(\beta+kh/\tanh kh)}}\right] \quad \cdots\cdots (2\cdot2\cdot11)$$

$$\gamma_R = 1-\gamma_T \quad \cdots\cdots (2\cdot2\cdot12)$$

ただし，

$$\left.\begin{aligned}\theta &= \frac{\pi^2}{8}\left[\left\{\frac{1}{(C\xi)^2}-\alpha\right\}-2\left\{\left(\frac{1}{C\xi}\right)-1\right\}\right]\\ \alpha &= \left(\frac{kh}{\sinh kh}\right)^2\cdot\left(1+\frac{\sinh^2 kh}{3}\right)\\ \beta &= \frac{1}{2}\cdot\frac{kh}{\tanh kh}\left(1+\frac{2kh}{\sinh 2kh}\right)\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots (2\cdot2\cdot13)$$

ξ：開口比，C：孔の流量係数である。

また，エネルギー損失E_Lはエネルギーフラックスの保存より式（2・2・14）で与えられる。

$$\left.\begin{aligned}E_L &= E_I - E_R - E_T\\ E_L/E_I &= (1-\gamma_R^2-\gamma_T^2)\end{aligned}\right. \quad \cdots\cdots (2\cdot2\cdot14)$$

なお，E_I，E_R，E_Tはそれぞれ入射波，反射波と透過波の波のエネルギーである。以上の計算により多孔壁の透過率，反射率およびエネルギー損失量を求める解を得た。なお式中の流量係数C_mは多孔部の幾何形状やReynolds数に関係するため水理実験により検討しなければならない。

2－2　水理実験

2－2・1　実験装置と実験方法

前節の理論解析の妥当性を二次元造波水槽で実験を行ない検討した．用いた造波水槽は長さ30^{m}，幅0.70^{m}，高さ0.9^{m}の片面ガラス張りの鋼製水槽である．入射波，反射波および透過波は電気抵抗線式波高計で計測し，反射率は入射波の1／2波長間の部分重複波の波高を計測し，Healyの方法で算定する．多孔壁の透過率は多孔壁の背後1／4波長離れた，波形の乱れない地点の波高を用いて算定した．なお，多孔壁はアクリライトで作られており，実験諸元は表－2・2・1に示すとおりである．

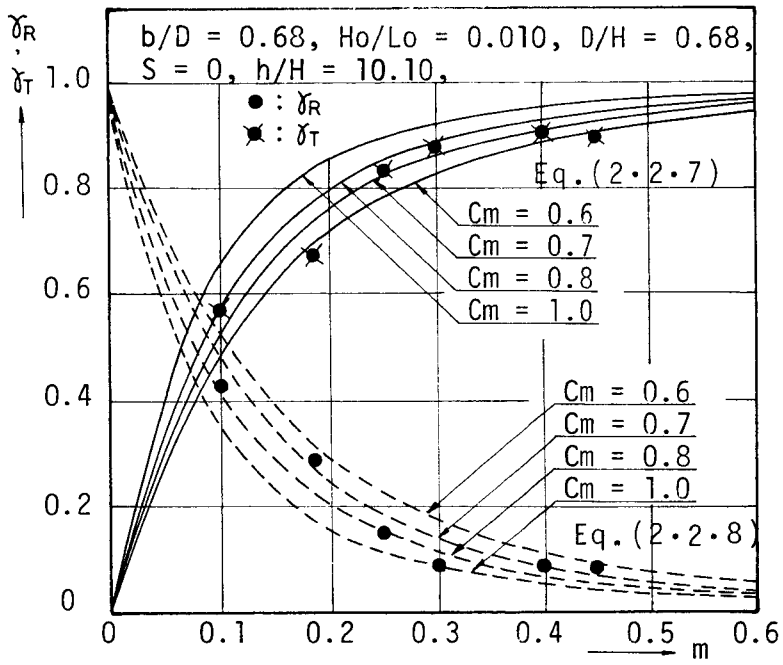
記　　号	数　　値
周期：T　(sec)	0.70，0.85，1.20
水深：h　(cm)	20.5
波高：Ho (cm)	2.13，～2.28
孔径：D　(cm)	0.7，1.4
比水深：h／L	0.2886，0.2838，0.2099，0.2104，0.1333，0.1329
波形勾配：Ho／Lo	0.0097～0.03
壁厚・孔径比：b／D	0.366～17.1

表－2・2・1　実　験　諸　元

2－2・2　実験結果とその検討

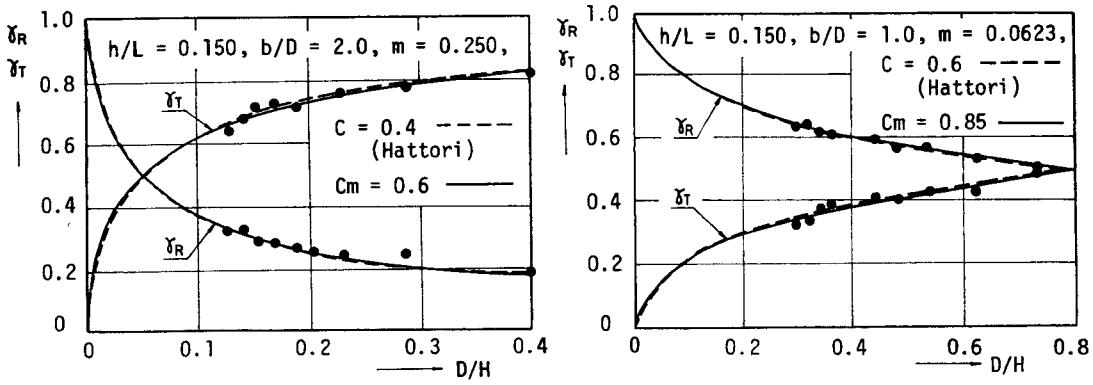
i）透過率と反射率

ここでは実験結果に基づき上述の理論解析の妥当性について検討するとともに流量係数について若干の考察を加える．図－2・2・2は多孔壁の開孔比mの変化にともなうγ_Tとγ_Rの変化を示した一例である．同図によれば，mの変化によりC_mの値は0.8～0.6と若干異なるが，mの値が大きくなると，γ_Tが大きくなり，γ_Rは小さくなっていく傾向が理論値と実験値とよく一致している．同図よりγ_Tとγ_Rの変化が大きいのはm≦30％の



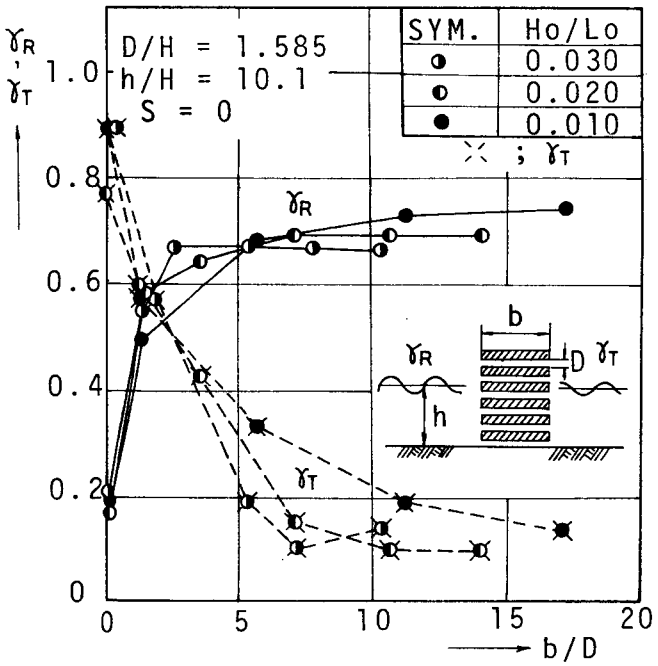
図－2・2・2　開口比mとγ_Tとγ_Rとの関係

範囲であり，m＞30％の範囲では変化が小さく消波効果の小さいことを示している．つぎに，γ_Tとγ_Rに及ぼす孔径・波高比D/Hの効果を示したものが図－2・2・3である．なお同図に示した実験値はすべて服部[14]の実験値を用いて



図－2・2・3　γ_Tとγ_Rに及ぼすD/Hの効果

いる（なお，実験値は著者が図面より読みとったものである）．同図によれば D／H が大きくなるにつれて γ_T は大きくなり，γ_R は小さくなる事が認められ理論値と実験値の一致度は極めてよい．また，同図には服部の解，式（2・2・11），式（2・2・12）の値も同時に示したが，流量係数 C_m が異なる点を除くと著者の解とほとんど一致している．この C_m と C の値の差は時間項を省略するときの差異により生じたものであると考えられ，C_m と C をつき合せると後述の**表－2・2・2**のごとくとなり，著者の方法による流量係数 C_m は服部の値より約1.5倍程度大きくとる必要がある．また，多孔壁設置位置での比水深 h／L と γ_R と γ_T の関係は本論では図示していないが，式（2・2・7）と式（2・2・8）で充分正しく評価されている．つぎに多孔壁厚・孔径比，b／D，と γ_T と γ_R の関係を示した一例が**図－2・2・4**である．同図によれば，b／D が大きくなるにつれて γ_R は大きくなり，γ_T は小さくなることが認められ，さらに γ_R と γ_T の変化の大きいのは b／D＜7 の範囲で，d／D≧7 の範囲になると γ_R と γ_T の変化は少なくほぼ一定の値をとることがわかる．式（2・2・7），式（2・2・8）で与えられる γ_T と γ_R の理論値で，b／D が関係するのは C_m と f・（b／D）の項であるが，f は式（2・2・5）で与えられる V_{max} の Reynolds number R_e ＝（V_{max}・D）／ν の値を用いて，Moody 図表[15] より算定すると 0＜b／D＜17.1 の範囲で f ＝0.04 となり，γ_R と γ_T に及ぼす多孔壁厚による f（b／D）の摩擦項の影響は著しく小さい．したがって式（2・2・7），式（2・2・8）より γ_T

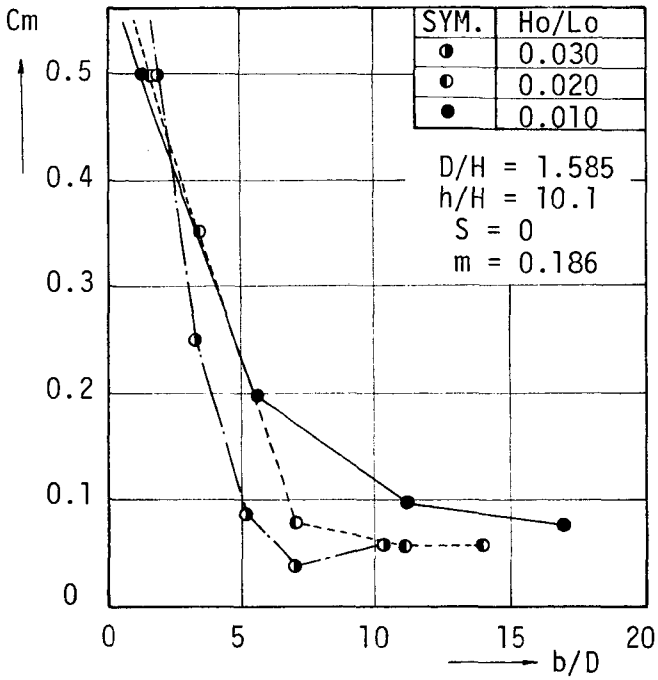


図－2・2・4　γ_T と γ_R に及ぼす b/D の効果（m＝0.186 の場合）

とγ_Rを算定するにはC_mに及ぼすb/Dの効果を明らかにしておかなければならず，これについては次の項で論ずることにする．このようにC_mが正しく与えられると，式（2・2・7）と式（2・2・8）で透過率γ_Tと反射率γ_Rは精度高く求まることが明らかである．

ii）流量係数C_m

流量係数C_mは補正係数であるため多孔壁の幾何形状やReynolds数などにより変るものと考えられる．したがってC_mの特性を明らかにするには非常に多くのきめ細かい実験を必要とする．著者の上述の研究及び服部の研究によればC_mを支配する最も重要な要素は開口比mと壁厚・孔径比b/Dであると判断される．したがって本論ではC_mに及ぼすmとb/Dの効果について若干の論議を行ない，工学的立場から式（2・2・7），式（2・2・8）を用いる場合のC_mの値を具体的に示すこととする．まず，**図－2・2・4**のγ_Tとγ_Rの実験値を用いて，式（2・2・7），式（2・2・8）からC_mを逆算して，b/Dの関係を求めてみると**図－2・2・5**を得る．同図より，b/Dが小さい場合にはC_mは大きいが，b/Dが大きくなるにつれて小さくなり，b/D>10になるとC_mはほぼ一定の値となる．なお，**図－2・2・4**によれば，b/D≧7の範囲では$\gamma_T+\gamma_R\cong 0.8$程度で1.0より小さくなるが，これは壁厚が厚くなると壁間で流量が残ること，入射波と透過波の位相差が大きくなることなどに帰因し，式（2・2・7），式（2・2・8）の誘導時の仮定が満されないためであろう．また，著者の実験及び



図－2・2・5　b/Dの変化に伴なうC_mの変化

服部の実験結果を用いてC_mの値をmとb/Dとの関係で示すと表－2・2・2に示すような値をとる．数少くない実験値から服部によればReynolds数（Vd/ν）が大きいほどこの流量係数が大きいことが指摘されているが，その詳細についてはまだ十分検討されていない．

開孔比 m	壁厚・孔径比 b/D	C_m	C（服部）	$R_e = Vd/\nu$（服部）
0.250	2.0	0.6	0.4	$(3 \sim 8) \times 10^3$
0.125	0.5	1.0	0.75	$(14 \sim 33) \times 10^3$
0.0625	1.0	0.85	0.6	$(8 \sim 20) \times 10^3$

表－2・2・2　C_mの値

なお，エネルギー損失についてはここでは論じていないが，その算定は式（2・2・14）で行なえば精度高く求まることは上述の論議から明らかである．

第3節　横スリット型防波堤による浅海波の変形

本節では，短ざく型の板をある間隔をもって水平に，かつその主軸が波の進行方向に直角となるように配置された横スリット型防波堤をとりあげて，それにともなう浅海波の変形と横スリット型防波堤の消波効果を理論的ならびに実験的に検討を加える．ついで，カーテンウオール型防波堤および透過性鋼管パイル防波堤との消波効果の差異についても検討を加える．

3－1　理論解析

2－1と同様の仮定を設ける．すなわち，(i)波により防波堤は振動しない．(ii)スリット部材b（図－2・2・6参照）は波長に比して無視できる．(iii)防波堤での反射波と透過波の入射波に対する位相のずれは無視できる．(iv)波動は長波近似のきく微小振幅浅水波とする．iii),iv)の仮定にもとづいて入射波η_T，反射波η_R，透過波η_Tを次のように与える．

$$\left.\begin{aligned} \eta_I &= a\ \sin(kx-\sigma t) \\ \eta_R &= a\gamma_R \sin(kx+\sigma t) \\ \eta_T &= a\gamma_T \sin(kx-\sigma t) \end{aligned}\right\} \quad \text{----------} \quad (2\cdot2\cdot15)$$

ここで，$k=2\pi/L$，L：水深hでの波長，$\sigma=2\pi/T$，T：周期，γ_R：反射率，γ_T：透過率である。

この，η_I，η_R，η_T を用いると，**図－2・2・6**に示す合成波領域での速度ポテンシャルϕ_1 と透過波の速度ポテンシャルϕ_2 はおのおの次式で与えられる。

$$\left.\begin{aligned}\phi_1 &= \frac{a\sigma}{k}\frac{\cosh k(z+h)}{\sinh kh}\cos(kx-\sigma t)\\ &\quad -\frac{a\gamma_R\sigma}{k}\frac{\cosh k(z+h)}{\sinh kh}\cos(kx+\sigma t)\\ \phi_2 &= \frac{a\gamma_T\sigma}{k}\frac{\cosh k(z+h)}{\sinh kh}\cos(kx-\sigma t)\end{aligned}\right\}\text{----------}(2\cdot2\cdot16)$$

さらに，**図－2・2・6**に示す1地点と2地点間でのベルヌイーのエネルギー保存式と防波堤前後での流量保存式はおのおの次式で与えられる。

$$\frac{P_1}{\rho g}+\frac{1}{2g}\left(-\frac{\partial\phi_1}{\partial x}\right)^2+\frac{1}{g}\left(-\frac{\partial\phi_1}{\partial t}\right)$$

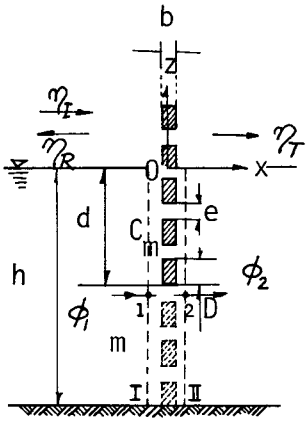
$$=\frac{P_2}{\rho g}+\frac{1}{2g}\left(-\frac{\partial\phi_2}{\partial x}\right)^2+\frac{1}{g}\left(-\frac{\partial\phi_2}{\partial t}\right)+\xi\frac{V_2}{2g}\quad\text{------}(2\cdot2\cdot17)$$

$$\int_{-h}^{0}\left(-\frac{\partial\phi_2}{\partial x}\right)_{x=-0}dz=\int_{-h}^{0}\left(-\frac{\partial\phi_2}{\partial x}\right)_{x=+0}dz$$

$$=\left\{\int_{-d}^{0}mC_m\ V\cdot dz+\int_{-h}^{-d}C_m\ V\cdot dz\right\}_{x=0}\quad\text{----------}(2\cdot2\cdot18)$$

ただし，上式で，ξ：損失係数，ρ：流体密度，g：重力加速度，$m=e/(e+D)$ で定義される間隔比，e：スリット部材と部材との間隔，D：スリット部材の高さ，V：スリット間隔部での流速，d：スリット部材の潜水深さ，C_m：流量係数，なお式(2・2・18)ではスリット部材のない水深$-d>z\geqq-h$でも仮想のスリット部材を考えて，その部分では$m=1$としての流量係数C_mが存在するとして取り扱っている（本来，スリットのない部分での流量係数はスリットの部材部分での流量係数C_m と異なるものと推定されるが，計算がきわめて煩雑になること，またC_mを採用することによる差異は結果的には後述する実験定数C_f の中に含まれてしまうので，ここではスリット部材のない場合もC_mが存在するとして取り扱うものとする）。

式（2・2・16）を式（2・2・17）に代入し，さらに $\cosh k(h+z) \cong 1+\frac{1}{2}k^2(h+z)^2+\frac{1}{4}k^4(h+z)^4$，$P_1-P_2=\rho g(\eta_I+\eta_R-\eta_T)$ を用いて流速Vを求め，これを式（2・2・18）に代入すると γ_R はおのおの次式で与えられる．



図－2・2・6　記号の説明

$$\gamma_T=\frac{2}{a}\left\{-\varepsilon_0^2 C_m^2 N^2 M+\sqrt{\varepsilon_0^4 C_m^4 N^4 M^2+a\,\varepsilon_0^2 C_m^2 N^2 M}\right\} \quad \text{----------} \quad (2\cdot2\cdot19)$$

$$|\gamma_R|=1-\gamma_T \quad \text{----------} \quad (2\cdot2\cdot20)$$

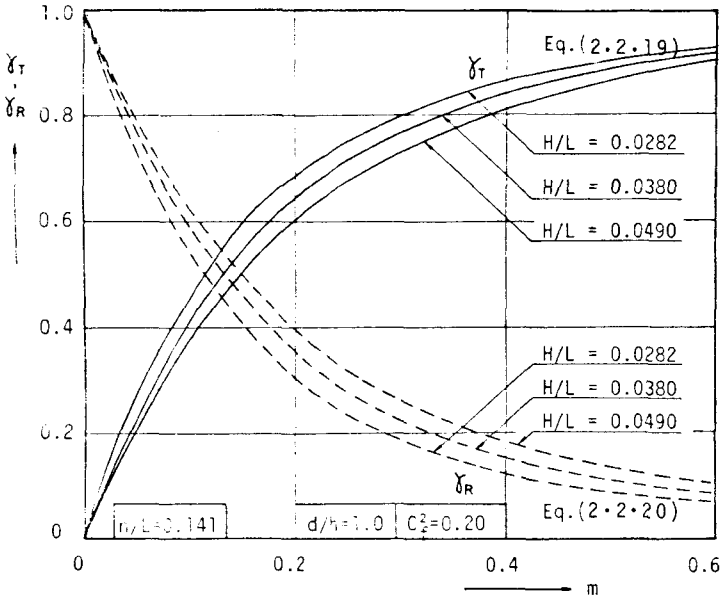
ただし，

$$\left.\begin{aligned} N&=1+\left(\frac{d}{h}\right)(m-1), \\ M&=\frac{(kh)^2}{\sigma^2}\left\{g+\frac{\sigma^2}{k\cdot\sinh kh}+\frac{\sigma^2(kh)^2\theta}{6k\sinh kh}\right\} \\ \theta&=\frac{m\left(\frac{d}{h}\right)^3+(1-m)\left(1-\frac{d}{h}\right)^3}{1+\left(\frac{d}{h}\right)(m-1)} \\ \varepsilon_0^2&=1/\xi \end{aligned}\right\} \quad \text{--------} \quad (2\cdot2\cdot21)$$

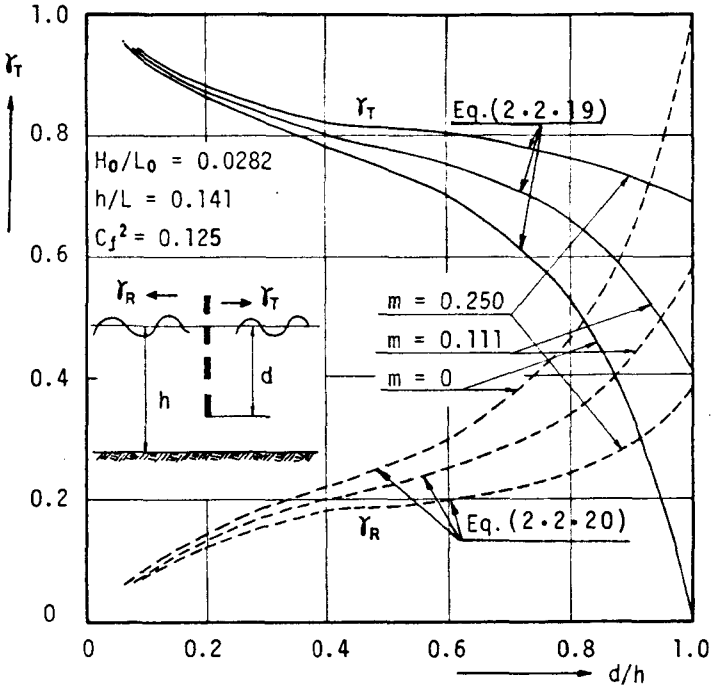
ε_0 と C_m は d/h，m，h/L，などにより複雑に変化すると考えられる．特に C_m については理論値と実験値間の補正項としての性格をもつため，詳細な水理実験を行って，その関数形を決める方法，あるいは適当な関数形を仮定してそれより得られる結果を水理実験で検証する方法などが考えられる．上式ではこの C_m が $\varepsilon_0 C_m$ の積の型として現われているため，著者らは，後述の水理実験結果を参照して $\varepsilon_0 C_m$ を次の式（2・2・22）で与えられるものと仮定し，補正係数 C_f を水理実験で決めることとした．

$$\varepsilon_0^2 C_m^2 \cong C_f^2\cdot\left\{1-2\left(\frac{d}{h}\right)+3\left(\frac{d}{h}\right)^2\right\} \quad \text{----------} \quad (2\cdot2\cdot22)$$

図－2・2・7，図－2・2・8は式（2・2・19），式（2・2・20）で与えられるγ_Tとγ_Rの値を示した一例である．図－2・2・7によれば入射波の波形勾配H/Lが大きいほど，γ_Rが大きくなり，したがってγ_Tが小さくなること，図－2・2・8よりスリット部材の潜水比d/hが大きいほど，また，mが小さいほどγ_Tの低減に有効であることが判明する．しかし，γ_Rとγ_Tを同時にきわめて小さくすること（たとえば，γ_R，$\gamma_T \leqq 0.3$）ができない．また，γ_Tを0.3以下にするためにはmをきわめて小さい値にし，潜水比を充分大きくとらなければならないことがわかる．



図－2・2・7　γ_Tとγ_Rに及ぼすH/Lとmの効果



図－2・2・8　γ_Tとγ_Rに及ぼすd/hとmの効果

3－2　水理実験

3－2・1　実験装置と実験方法

実験は大阪大学工学部土木工学教室の片面ガラス張りの屋外二次元造波水槽（長さ50m

×幅 0.65m×高さ 1.0m）で行われた．用いた造波機はPlunger型であり，波形は電気抵抗線式波高計で計測した．**第2節**の水理実験と同様反射率は入射波の 1/2波長間の合成波高よりHealy の方法で求め，透過率は防波堤背後より 1/4 波長にあたる地点での波高で算定した．これらの実験諸元を**表－2・2・3** に示す．

表－2・2・3　実験諸元

記　号	数　　値
水深：h　(cm)	12.0，22.5，30.0，45.0，
波高：H_0　(cm)	2.48，4.6，6.0，
周期：T_0　(cm)	1.2
板高：D　(cm)	2.0，4.0，6.0，
板厚：b　(cm)	0.5，1.0，1.5，2.0，
開口比：m	0 015，～0.50，
潜水比：d/h	0.2，0.4，0.6，0.8，1.0，
比水深：h/L	0.097，0.141，0.1427，0.170，0.223
設置距離：l/L	0～0.75，

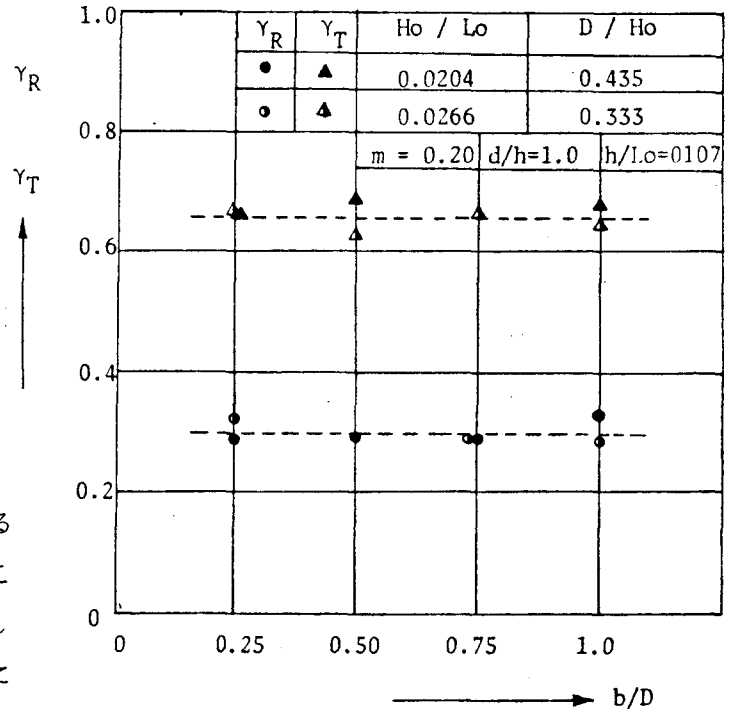
3－2・2　実験結果とその検討

(i)　反射率γ_Rと透過率γ_T

著者らはγ_Tとγ_Rの算定式はおのおの式（2・2・19），式（2・2・20）で与えられることを導いたが，同式には，**3－1**のii）の仮定にもとづいてb（スリット部材幅）およびD（スリット部材高）（図－**2・2・6**参照）の効果を含んでいない．しかし，たとえばγ_Rについて考えてみると（γ_Tについても同様），次元解析により式（2・2・23）で示される．

$$\gamma_R = f(H/L,\ b/D,\ D/H,\ m,\ h/L,\ d/h) \quad \cdots\cdots(2\cdot2\cdot23)$$

m（部材間隔比），H/L，b/D，h/L，d/h，D/Hの6つの要素により支配されていることがわかる．したがって，ここではまず，算定式の中に含まれていないb/DとD/Hの効果について検討を行い，ついで，式（2・2・19），式（2・2・20）

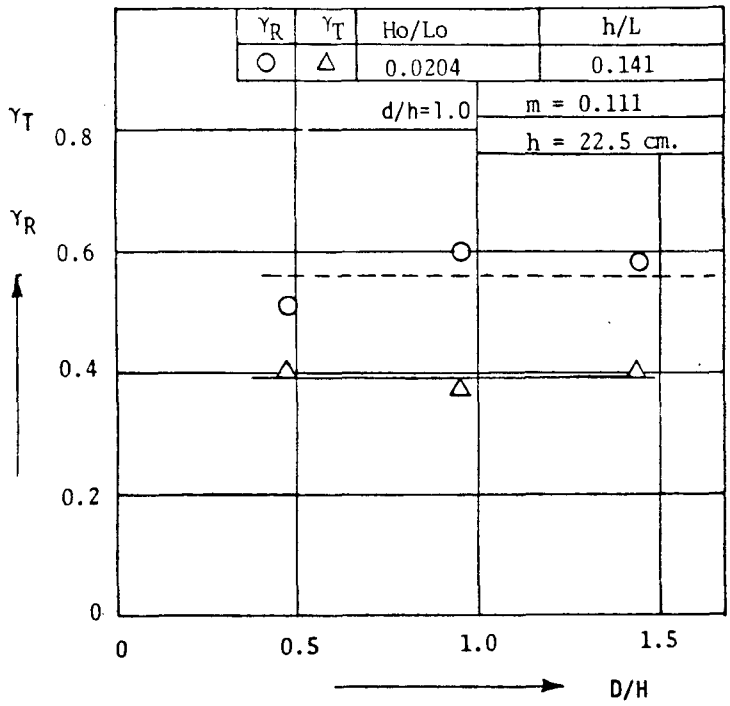


図－2・2・9　γ_Rとγ_Tに及ぼすb/Dの効果（m＝0.20の場合）

に含まれる諸要素の効果について考察をすすめていく．

a） b/DとD/Hの効果

図－2・2・9 はγ_R とγ_T におよぼすb/Dの効果，**図－2・2・10** はγ_R とγ_T におよぼすD/Hの効果を示した一例であり，両方ともd/h＝1.0の場合に対する値である．**図－2・2・9** より，b/D≦1.0の場合にはγ_T とγ_R はほとんど変化しないことが認められ，この場合にはb/Dの効果は考慮しなくてよいことが検証された．なおb/D≫1の場合にはγ_R とγ_T はb/Dにより著しく変化すると考えられるが，b/D≫1の場合は水平壁型防波堤に属し，本論の対象としている横スリット型防波堤でないためここでは論議しない．一方，D/Hの効果は**図－2・2・10** に示されているように，実験を行った0.48≦D/H＜1.5の範囲で，γ_T とγ_R は若干変化するもののその差はきわめて小さいことが認められ重要な要素と考えなくてもいいように思われる．



図－2・2・10　γ_R とγ_T に及ぼすD/Hの効果（m＝0.111の場合）

b） mとH/Lの効果

図－2・2・11 に示すように，γ_T とγ_R は間隔比mにより著しく変化する．特にm≦0.4の範囲ではその変化が大きく，mが小さくなるにつれて急激にγ_T が小さくなり，γ_R が大きくなっていくことが認められる．したがって，γ_T の低減のためにはスリット部材間隔比mを小さくすることはきわめて有効であるといえる．また，同図に示した理論値と実験値とはかなりよく一致していることから，たとえば，γ_T ≦0.5にするにはm≦0.1に，γ_T ≦0.3にするにはm≦0.05にする必要があることが推定できる．一方，γ_R についてはγ_T と逆の挙動を示し，当然mが小さくなるとγ_R が大きくなっていく．また，図

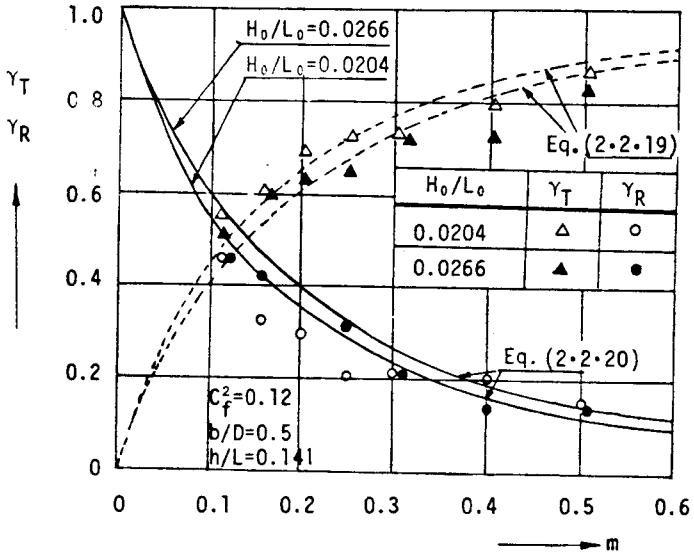
－2・2・11によれば，H/Lが大きくなると，γ_R が大きくなり，逆に γ_T は小さくなることが実験的に認められると同時にこの値は理論値式（2・2・19）と式（2・2・20）にほぼ一致している。

したがって，これらのことより，mとH/Lの効果は比較的精度よく式（2・2・19）と式（2・2・20）で評価されているといえよう。

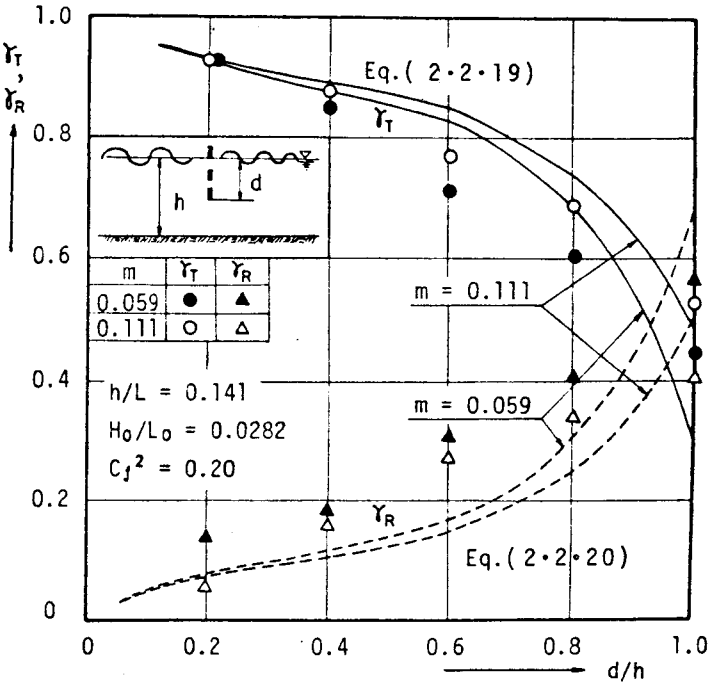
c） d/hとh/Lの効果

上述したように，間隔比mは γ_T と γ_R に重要な寄与をする。したがって，ここでは特に $\gamma_T \leqq 0.5$（現地施工時に必要とされる）の場合に着目し，そのためmとして，0.111と0.059の二つの場合をとりあげて γ_T と γ_R におよぼすd/hとh/Lの効果について検討してみる。

図－2・2・12，図－2・2・13に示すように，スリット部材の潜水比d/hはm同様，γ_T の低減に重要

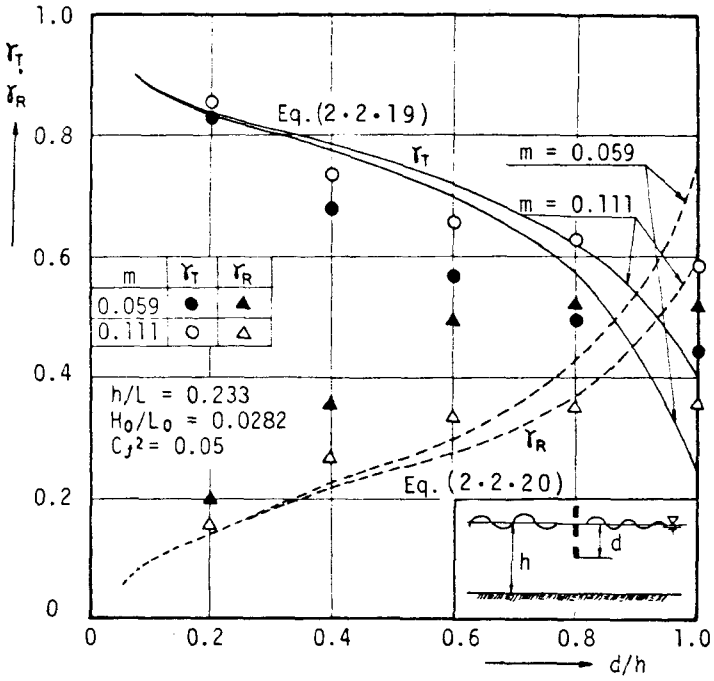


図－2・2・11　γ_R と γ_T に及ぼすmと H_0/L_0 の効果（h/L＝0.141の場合）



図－2・2・12　γ_R と γ_T に及ぼすd/hの効果（h/L＝0.141の場合）

な寄与をすることが認められる．同図より，d/hが大きくなるにつれて，γ_T は低減し，γ_R は増加するが，その効果は防波堤設置位置の比水深h/Lにより異なってくる．つまり，h/L＝0.141とh/L＝0.233の場合を比較してみると，比水深の小さいh/L＝0.141の場合はd/hの増加にともないγ_T は一様に低減するが，比水深の大きいh/L＝0.233の場合は，d/h≧0.7となるとd/h＝1.0に大きくしても，γ_T の低減はきわめて小さい．これは波動の鉛直方向エネルギー分布と密接な関係があるものといえよう．つまり，比水深が浅くなるほど，波動は長波性となるため，エネルギーの鉛直分布が静水面から水底までほぼ一定となり，d/hを大きくするにともないほぼ一様に入射波のエネルギーが遮断されるのに対し，h/Lが大きくなると，波動エネルギーが水表面近傍に集中してくるため，エネルギー遮断に有効な潜水比d/hがあって，それ以上d/hを大きくしてもγ_Tの低減にほとんど効果がないためであろう．また，図－2・2・12，図－2・2・13には理論値式（2・2・19）と式（2・2・20）の値も同時に示してある．図－2・2・12に示す h/L＝0.141の場合，理論値と差異は若干あるものの定性的には充分一致している．一方，図－2・2・13に示すh/L＝0.233の場合には実験値と理論値の差異が大きい．これは式（2・2・19），式（2・2・20）を導くとき用いた．



図－2・2・13　γ_R と γ_T に及ぼすd/hの効果（h/L＝0.233の場合）

$$\cosh k(h+z) \cong 1+\frac{1}{2}k^2(h+z)^2+\frac{1}{4}k^4(h+z)^4$$

の近似がkh（1＋z/h）＜1に対してのみ成立すること，つまりh/Lに直すと，h/L＜0.159に対してのみ成立することから，h/L＝0.233は理論式の適用の範囲外となるため大きな差異が生じたもので，h/L≧0.159の領域への式（2・2・19）と式（2・2・20）の適用はできない．

ii）実験定数C_f

上述の理論解析で示したようにC_fは実験値と理論値の間の補正係数である．したがって前節の多孔壁型防波構造物での流量係数C_mと同様構造物の幾何形状やReynolds数により変化するはずであって，その水理学的な特性を解明するには多数の実験を行なう必要がある．しかし，工学的な立場から言えば，来襲波浪の特性及び設置位置などでC_fが与えられるならば具体的な設計に際して充分意義深いといえる．そこで，式（2・2・19）と式（2・2・20）を用いて著者の前述の実験結果からC_fを求めると**表－2・2・4**に示す結果をうる．なお同表は$m=0.059\sim0.111$，$0.48\leqq D/H\leqq1.5$，$b/D\leqq1.0$に対する実験定数である．同表によれば，C_fは比水深h/Lが小さくなるにつれて大きな値をとり，またH/Lが大きくなるにつれて大きな値をとることになる．

表－2・2・4　　C_fの値

H/L ＼ h/L	0.078	0.100	0.141	0.155
0.010	0.450	0.390	0.280	0.265
0.020	0.500	0.500	0.390	0.345
0.030	0.635	0.635	0.450	0.390

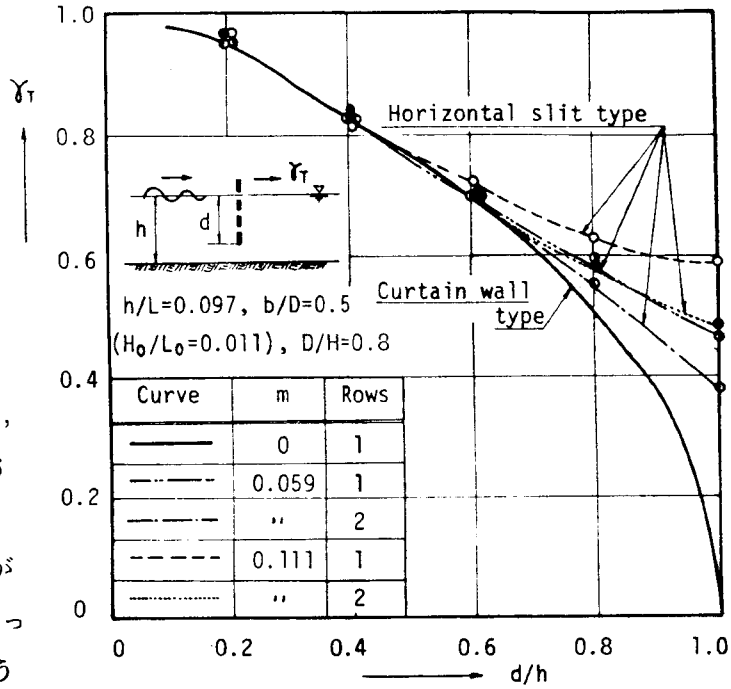
（$m=0.059\sim0.111$）

iii）カーテンウォール型防波堤と透過性鋼管パイル型防波堤との消波効果の比較

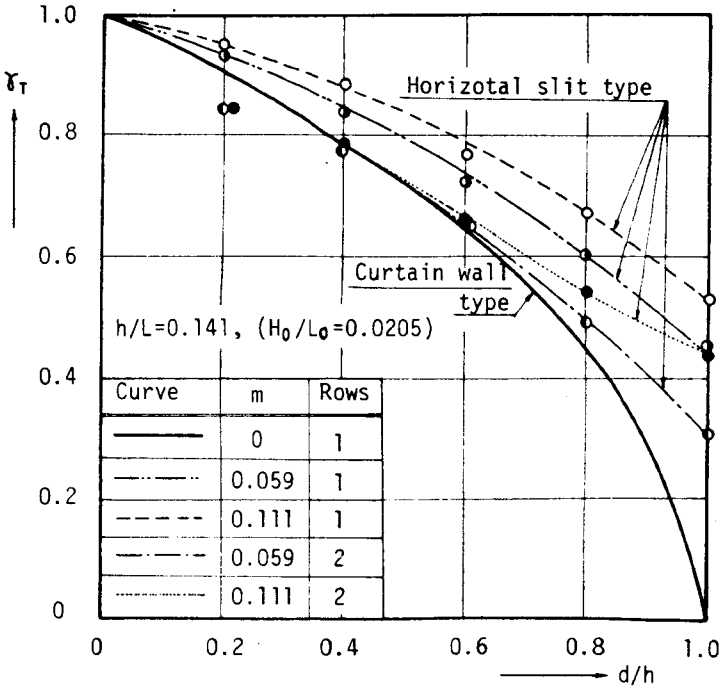
以上，横スリット防波堤による浅海波の変形を透過率γ_Tと反射率γ_Rの面から論じてきた．この横スリット型防波堤のスリット部材の配置間隔比$m=0$とするとカーテンウォール型防波堤となる．また部材を鉛直方向に配置すると縦スリット型防波堤（透過性鋼管パイル型防波堤）となることはいうまでもない．ここでは上記2種類の型の防波堤と本論で論議してきた横スリット型防波堤の消波効果（特にγ_Tについてのみ）の差異について比較しておく．

図－2・2・14，**図－2・2・15**，**図－2・2・16**はカーテンウォール防波堤と横スリット防波堤の伝達率γ_Tの実験曲線の一例を示したものである．カーテンウォール防波堤については森平ら[16]の実験曲線をもって示したが，**図－2・2・16**に示す$h/L=0.233$のカーテンウォール防波堤の実験曲線のみ$h/L=0.235$の値で代用させている．また図中に示した横スリット防波堤の実験値で$row=2$は同じγ_Tとγ_Rを持つ防波堤2基設置した場合の値で，その設置間隔l/Lは，$h/L=0.097$で$l/L=0.033$，$h/L=0.141$で$l/L=0.025$，$h/L=0.233$で$l/L=0.020$ときわめて小さい場合である．同図より，比水深h/Lと潜水比d/h別の両者の差異が判明するが，いうまでもなく$m=0$に対応す

るカーテンウォール型防波堤の方が明らかに横スリット防波堤（m＝0.059 と m＝0.111）より γ_T の低減効果が大きいが，その効果が明確になるのは，h/L＝0.233 で d/h＞0.3，h/L＝0.141 で d/h＞0.4，h/L＝0.097 で d/h＞0.6 であり，比水深 h/L が小さくなるにつれて両者の差異が明確になる d/h は大きくなっている．これは既述したように，波動エネルギーの鉛直分布型に帰因することは明白である．また同図によれば横スリット防波堤を2基設置すると1基の場合より γ_T は小さくなるものの1基の防波堤の透過率 γ_{T1} の積として，つまり，γ_{T1}^2 にまで低減していないことが認められる．この場合第4節で詳述するように防波堤設置間隔にともなう波の位相のづれが γ_T，及び γ_R に有効に作用し，同図に示したような防波堤設置間隔 l/L が 0.033 以下ときわめて小さい場合は後述の式（2・2・46）を満たさないためで，こういった場合には2列防



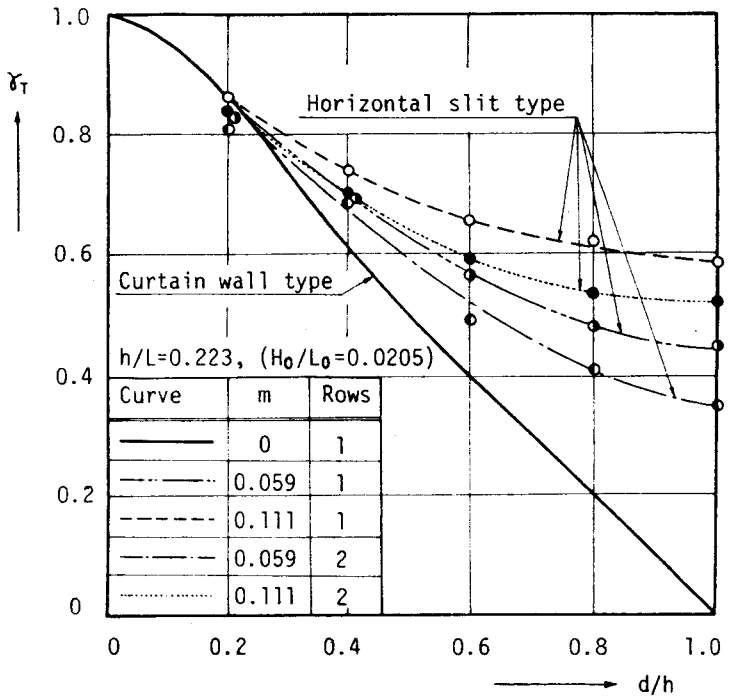
図－2・2・14　カーテンウオール型防波堤との比較（h/L＝0.097 の場合）



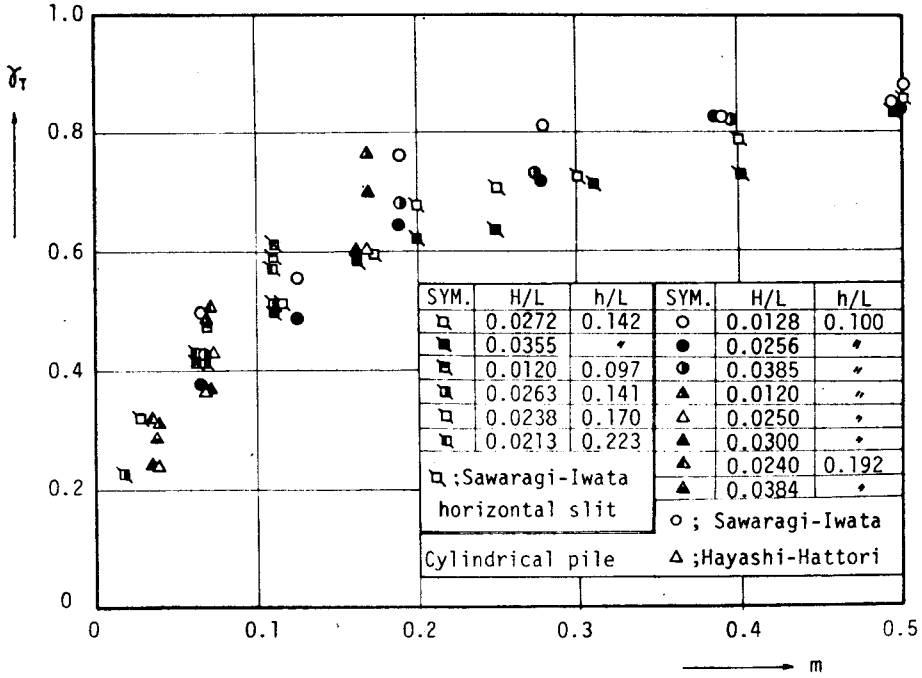
図－2・2・15　カーテンウオール型防波堤との比較（h/L＝0.141 の場合）

波堤でもその消波効果は γ_{T1}^2（以後こういう場合を“相乗効果”とよぶ），つまり相乗的にはきいてこないことに注意を要する．

図－2・2・17は透過性鋼管パイル型防波堤（縦スリット型防波堤）と横スリット型防波堤の γ_T の相違を示した一例である．同図に示した透過性鋼管パイル型防波堤の実験値は，著者ら[17]と林・服部[18]（図面より著者らが読みとった）の値



図－2・2・16　カーテンウオール型防波堤との比較
（h/L = 0.233 の場合）



図－2・2・17　透過性鋼管パイル防波堤との比較

であり，横スリット防波堤の実験値はすべてd/h＝1.0の場合の値である．なお，同図には示されていないが，透過性鋼管パイル防波堤に対する著者らの実験ではD/H＝1.0，d/D＝1.0である．両者の実験条件はすべて一致していないが，その中で比較的一致する場合を比較すると，その差異は小さく，このことから，縦スリット型防波堤と横スリット型防波堤では，鋼材の配置間隔比mを等しくすれば，鉛直方向のエネルギー分布にそれほどとらわれず透過率γ_Tはほとんど差異がないと考えてよかろう．

以上のように，横スリット防波堤の消波特性をカーテンウォール型防波堤と透過性鋼管パイル型防波堤との比較において明らかにしてきたが，この防波堤を用いて，$\gamma_T \leqq 0.3$という透過性防波堤としてかなりきつい条件を満たすためにはd/h＝1.0にしても，m＜0.05にしなければならず，したがって現地施工に際してはかなり困難となる場合も生じると考えられる．またγ_Tを低減さすことは逆にγ_Rの増大に直結するため，防波堤からの反射率γ_Rも同時に小さくすることを期待する場合にはこの横スリット防波堤1基のみでは所要の消波効果を期待することはできないことは明白である．この場合の一方法として防波堤を2基設置して波の位相差を利用する方法が考えられるため，次節で論議をすすめる．

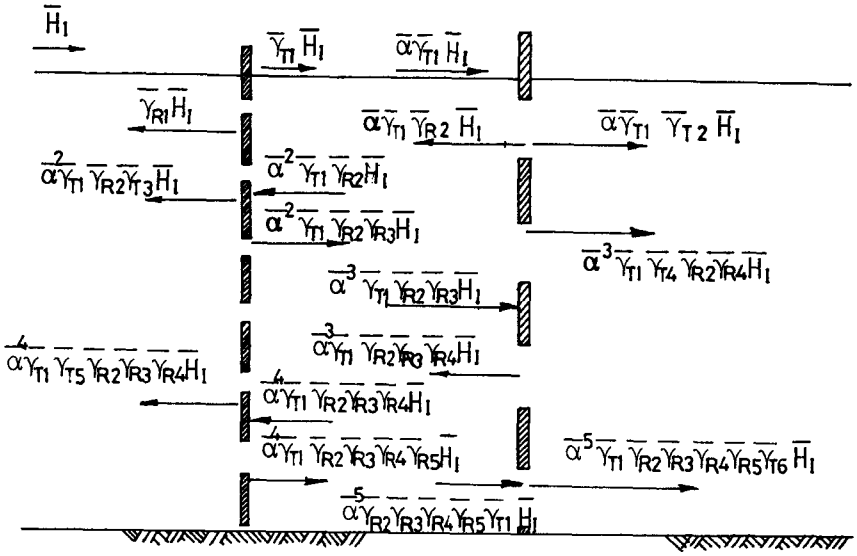
第4節　複列透過性構造物による浅海波の変形

ここでは，波の進行方向と直角に透過性構造物が数基近接して並列に設置される複合された複列構造物をとりあげて，それにともなう浅海波の変形を明らかにする．

4－1　理論解析

4－1・1　2列透過性構造物による反射率，透過率とエネルギー損失

図－2・2・18に示すように，透過性構造物が波の入射方向と直角に2基近接して設置されている複合構造物による浅海波の反射率，透過率と損失エネルギーを港域での港水振動に対するMéhauté[19]の考え方を拡張して求める．なお以下に用いる記号は式（2・2・24）に示すようであって，記号上のバー（－）は複素ベクトル表示を示し，$i=\sqrt{-1}$で虚数，∧は位相，l＝複合透過構造物の設置間隔，x＝距離，ε＝減衰係数，L＝水深hでの入射波長である．



図－2・2・18　構造物間での波の反復反射

$$
\left.
\begin{array}{ll}
\text{入射波：} & \overline{H_I} = H_I \ \exp(\, i\,\hat{H}_I \,) \\
\text{反射率：} & \overline{\gamma}_{Ri} = \gamma_{Ri} \exp(\, i\,\hat{\gamma}_{Ri} \,),\ (\, i = 1,\ 2,\ 3,\ \cdots) \\
\text{透過率：} & \overline{\gamma}_{Ti} = \gamma_{Ti} \exp(\, i\,\hat{\gamma}_{Ti} \,),\ (\, i = 1,\ 2,\ 3,\ \cdots) \\
\text{減衰率：} & \overline{\alpha} = \alpha \ \exp(-2\pi x\, i/L)\,, \\
 & \alpha = \exp(-\varepsilon x/L)\,,
\end{array}
\right\} \cdots\cdots (2 \cdot 2 \cdot 24)
$$

構造物間での波の反復現象を次のように考える．入射波$\overline{H}_I$が前面の構造物で一部反射し，残りの部分は透過していくが，その時の反射率を$\overline{\gamma}_{R1}$透過率を$\overline{\gamma}_{T1}$とすると反射波と透過波はおのおの$\overline{\gamma}_{R1}\cdot\overline{H}_I$と$\overline{\gamma}_{T1}\cdot\overline{H}_I$となる．透過波$\overline{\gamma}_{T1}\cdot\overline{H}_I$は後面の構造物へ伝播していくが，その間の波高低下係数を$\overline{\alpha}$とすると後面の構造物への伝達波は$\overline{\alpha}(\overline{\gamma}_{T1}\cdot\overline{H}_I)$となる．この伝達波は一部反射率$\overline{\gamma}_{R2}$で反射し，残りの部分は透過率$\overline{\gamma}_{T2}$で透過していくとすると，反射波と透過波は$\overline{\gamma}_{R2}(\overline{\alpha}\cdot\overline{\gamma}_{T1}\cdot\overline{H}_I)$と$\overline{\gamma}_{T2}(\overline{\alpha}\cdot\overline{\gamma}_{T1}\cdot\overline{H}_I)$となるが，反射波$\overline{\gamma}_{R2}(\overline{\alpha}\cdot\overline{\gamma}_{T1}\cdot\overline{H}_I)$は再び前面の構造物へ低下係数$\overline{\alpha}$で減衰しながら伝播して，$\overline{\alpha}(\overline{\gamma}_{R2}\cdot\overline{\alpha}\cdot\overline{\gamma}_{T1}\cdot\overline{H}_I)$の伝達波となる．この前面の構造物により再び反射・透過が起こり，以下同様の過程で反射と透過が繰り返されるものとすると，複合構造物による合成波は図－2・2・18に示すような繰り返しにより生じる波が合成されたものと考えられる．本論ではこういった波が単純に重ね合わされて合成波が構成されるものとするが，この場合の複合構造

物前面での合成波H_c^*，反射波$\overline{H}_R^*$，および複合構造物後面への伝達波$\overline{H}_T^*$はおのおの式（2・2・25），式（2・2・26），式（2・2・27）で与えられる。

$$\overline{H}_c^* = \overline{H}_I + \overline{H}_R^* \quad \text{----------} \quad (2\cdot2\cdot25)$$

$$\overline{H}_R^* = \overline{H}_I \cdot (\overline{\gamma}_{R1} + \overline{\alpha}^2 \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T3} \cdot \overline{\gamma}_{R2} + \overline{\alpha}^4 \cdot \overline{\gamma}_{R2} \cdot \overline{\gamma}_{R3} \cdot \overline{\gamma}_{R4} \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T5}$$
$$+ \overline{\alpha}^6 \cdot \overline{\gamma}_{R2} \cdot \overline{\gamma}_{R3} \cdot \overline{\gamma}_{R4} \cdot \overline{\gamma}_{R5} \cdot \overline{\gamma}_{R6} \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T7} + \cdots) \quad \text{------} \quad (2\cdot2\cdot26)$$

$$\overline{H}_T^* = \overline{H}_I \cdot (\overline{\alpha} \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T2} + \overline{\alpha}^3 \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T4} \cdot \overline{\gamma}_{R2} \cdot \overline{\gamma}_{R3}$$
$$+ \overline{\alpha}^5 \cdot \overline{\gamma}_{R2} \cdot \overline{\gamma}_{R3} \cdot \overline{\gamma}_{R4} \cdot \overline{\gamma}_{R5} \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T6} + \overline{\alpha}^7 \cdot \overline{\gamma}_{R2}$$
$$\cdot \overline{\gamma}_{R3} \cdot \overline{\gamma}_{R4} \cdot \overline{\gamma}_{R5} \cdot \overline{\gamma}_{R6} \cdot \overline{\gamma}_{R7} \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T8} + \cdots) \quad \text{----------} \quad (2\cdot2\cdot27)$$

したがって，複合構造物による反射率γ_R^*，透過率γ_T^*は構造物間での波の反射・透過を無限に考えると式（2・2・26），式（2・2・27）からおのおの式（2・2・28），式（2・2・29）で与えられる。

$$\gamma_R^* = \frac{|\overline{H}_R^*|}{|\overline{H}_I|} = |\overline{\gamma}_{R1} + \overline{\alpha}^2 \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T3} \overline{\gamma}_{R2} + \overline{\alpha}^4 \overline{\gamma}_{R2} \overline{\gamma}_{R3} \overline{\gamma}_{R4} \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T5}$$
$$+ \overline{\alpha}^6 \overline{\gamma}_{R2} \overline{\gamma}_{R3} \overline{\gamma}_{R4} \overline{\gamma}_{R5} \overline{\gamma}_{R6} \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T7} + \cdots| \quad \text{----------} \quad (2\cdot2\cdot28)$$

$$\gamma_T^* = \frac{|\overline{H}_T^*|}{|\overline{H}_T|} = |\overline{\alpha}\overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T2} + \overline{\alpha}^3 \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T4} \overline{\gamma}_{R2} \overline{\gamma}_{R3} + \overline{\alpha}^5 \overline{\gamma}_{R2} \overline{\gamma}_{R3} \overline{\gamma}_{R4} \overline{\gamma}_{R5} \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T6} + \cdots|$$
$$\text{----------} \quad (2\cdot2\cdot29)$$

また，$|\overline{\alpha}| \leqq 1$，$|\overline{\gamma}_{Ti}| \leqq 1$，$|\overline{\gamma}_{Ri}| \leqq 1$，$|\overline{\gamma}_{Ri} \cdot \overline{\gamma}_{Ti}| \ll 1$であるから，$\overline{\alpha}^5 \overline{\gamma}_{R2} \overline{\gamma}_{R3} \overline{\gamma}_{R4} \overline{\gamma}_{R5} \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T6}$以上の高次項は微小項として省略すると，反射率$\gamma_R^*$，透過率$\gamma_T^*$はおのおの式（2・2・30）と式（2・2・31）で与えられる。

$$\gamma_R^* = |\overline{\gamma}_{R1} + \overline{\alpha}^2 \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T3} \overline{\gamma}_{R2} + \overline{\alpha}^4 \overline{\gamma}_{R2} \overline{\gamma}_{R3} \overline{\gamma}_{R4} \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T5}| \quad \text{----------} \quad (2\cdot2\cdot30)$$

$$\gamma_T^* = |\overline{\alpha}\, \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T2} + \overline{\alpha}^3 \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T4} \overline{\gamma}_{R2} \overline{\gamma}_{R3}| \quad \text{----------} \quad (2\cdot2\cdot31)$$

したがって，反射率$\overline{\gamma}_{Ri}$，透過率$\overline{\gamma}_{Ti}$と減衰率$\overline{\alpha}$が判明すると，2列透過性構造物による反射率γ_R^*は式（2・2・24）を式（2・2・28）および式（2・2・30）に代入して計算すると求まり，透過率γ_T^*は式（2・2・24）を式（2・2・29）および式（2・2・31）に代入すると算出することができる。

いま，

$$\left.\begin{array}{l}\gamma_{R1}=\gamma_{R3}=\gamma_{R5}=\cdots\cdots\cdots=\gamma_{R(2n-1)}=\gamma_{R1}\\ \gamma_{R2}=\gamma_{R4}=\gamma_{R6}=\cdots\cdots\cdots=\gamma_{R(2n)}=\gamma_{R2}\\ \gamma_{T1}=\gamma_{T3}=\gamma_{T5}=\cdots\cdots\cdots=\gamma_{T(2n-1)}=\gamma_{T1}\\ \gamma_{T2}=\gamma_{T4}=\gamma_{T6}=\cdots\cdots\cdots=\gamma_{T(2n)}=\gamma_{R2}\end{array}\right\}\text{---------- (2・2・32)}$$

と仮定すると，反射率$\gamma_R{}^*$と透過率$\gamma_T{}^*$は式（2・2・28）～式（2・2・31）に対応する式としておのおの式（2・2・33）～式（2・2・36）をうる．なお，式（2・2・33）～式（2・2・36）は式（2・2・24）の$\hat{\gamma}_{Ri}=0$，$\hat{\gamma}_{Ti}=0$，$\hat{H}_I=0$の条件の下で導かれたものである．

$$\gamma_R{}^*=\sqrt{\frac{\gamma_{R1}^2+\alpha^4\gamma_{R2}^2(\gamma_{R1}^2-\gamma_{T1}^2)^2-2\alpha^2\gamma_{R1}\gamma_{R2}(\gamma_{R1}^2-\gamma_{T1}^2)\cos\left(\frac{4\pi l}{L}\right)}{1-2\alpha^2\gamma_{R1}\gamma_{R2}\cos(4\pi l/L)+\alpha^4\gamma_{R1}^2\gamma_{R2}^2}}$$

（無限のくり返し反射を考える） ---------- （2・2・33）

$$\gamma_T{}^*=\frac{\alpha\gamma_{T1}\gamma_{T2}}{\sqrt{1-2\alpha^2\gamma_{R1}\gamma_{R2}\cos(4\pi l/L)+\alpha^4\gamma_{R1}^2\gamma_{R2}^2}}$$

（無限のくり返し反射を考える） ---------- （2・2・34）

$$\gamma_R{}^*=\sqrt{(\gamma_{R1}^2+\alpha^4\gamma_{T1}^4\gamma_{R2}^2+\alpha^8\gamma_{R2}^4\gamma_{R1}^2\gamma_{T1}^4)+2(\alpha^2\gamma_{T1}^2\gamma_{R2}\gamma_{R1}+\alpha^6\gamma_{T1}^4\gamma_{R2}^3\gamma_{R1})\cos\left(\frac{4\pi l}{L}\right)+2\alpha^4\gamma_{T1}^2\gamma_{R1}^2\gamma_{R2}^2\cos\left(\frac{8\pi l}{L}\right)}$$

（有限なくり返し反射を考える） ---------- （2・2・35）

$$\gamma_T{}^*=\alpha\cdot\gamma_{T1}\cdot\gamma_{T2}\cdot\sqrt{1+2\alpha^2\gamma_{R1}\gamma_{R2}\cos\frac{4\pi l}{L}+\alpha^4\gamma_{R1}^2\gamma_{R2}^2}$$

（有限なくり返し反射を考える） ---------- （2・2・36）

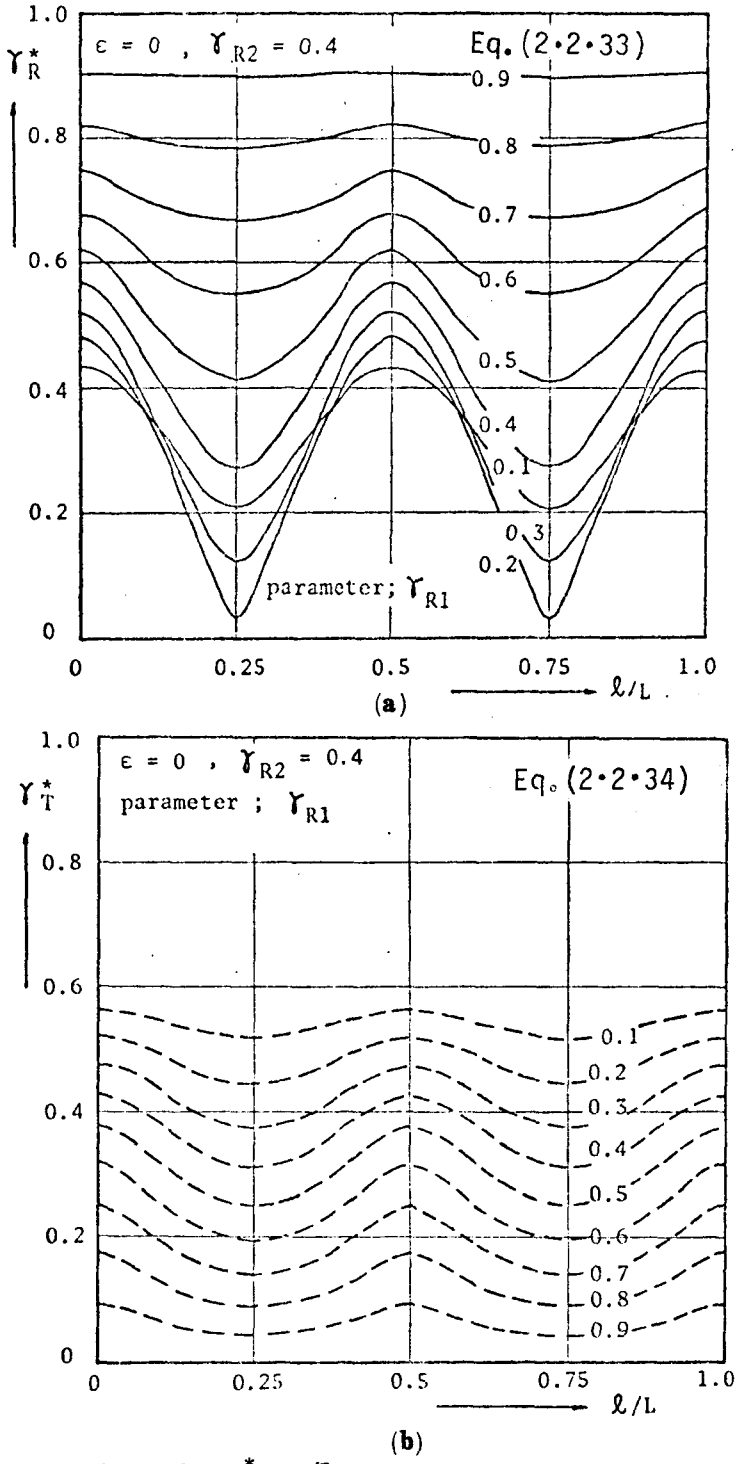
なお，同式でαは砕波しない波については$\alpha\cong1$として取り扱うものとする．式（2・2・33）～式（2・2・36）によれば，$\gamma_R{}^*$と$\gamma_T{}^*$はγ_{T1}，γ_{T2}（あるいはγ_{R1}，γ_{R2}），l/Lとεの関数になっており，これらの効果を式（2・2・33）と式（2・2・34）を用いて一例として示すと図－**2・2・19**と図－**2・2・20**のようになる．同図によれば$\varepsilon\leqq1.0$の範囲では，$\gamma_T{}^*$と$\gamma_R{}^*$はl/Lの増大にともない極小値と極大値を1/4間隔ごとに交互にとり，l/Lが

$$l/L=\frac{1}{4}(2n-1),\ (n=1,\ 2,\ 3,\cdots) \quad \text{----------} \quad (2\cdot2\cdot37)$$

を満すとき，つまり繰り返し波の位相がπずれるときはγ_R^*とγ_T^*は極小値をとる．一方，l/Lが

$$l/L=\frac{1}{4}(2n),\ (n=1,\ 2,\ 3,\cdots) \quad \text{-------} \quad (2\cdot2\cdot38)$$

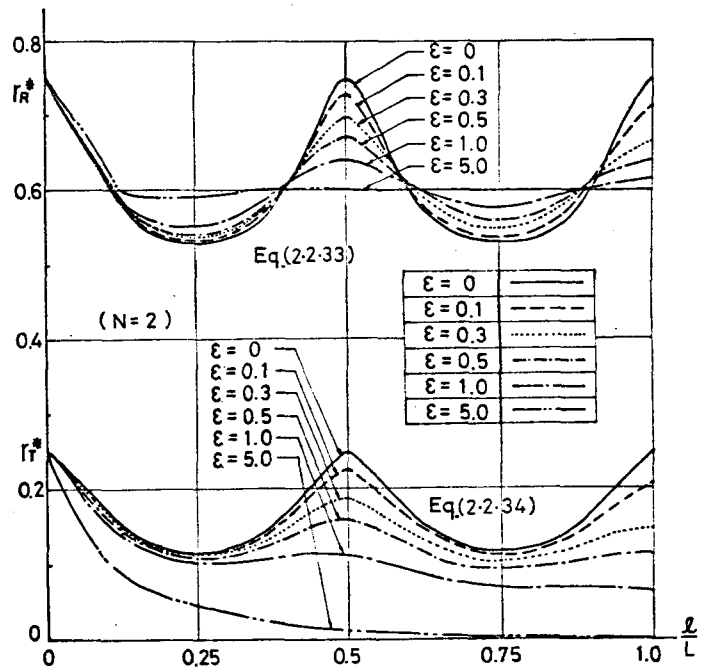
を満すとき，つまり繰り返し波の間で波の位相がずれないときはγ_R^*とγ_T^*は極大値をとることが認められて，複列透過構造物ではその設置間隔l/Lがきわめて重要な要素となっている．また**図－2・2・19**によれば，γ_T^*，γ_R^*はγ_{R1}の値によっても著しく変っており，l/Lと同様，γ_{R1}（あるいはγ_{T1}），γ_{R2}（あるいはγ_{T2}）もきわめて重要な要素であることが判明する．なお，γ_T^*とγ_R^*に及ぼすεの効果については，**図－2・2・20**に示すように式（2・2・24）の減衰係数εが$\varepsilon=5.0$になればγ_T^*はl/Lの増大にともな



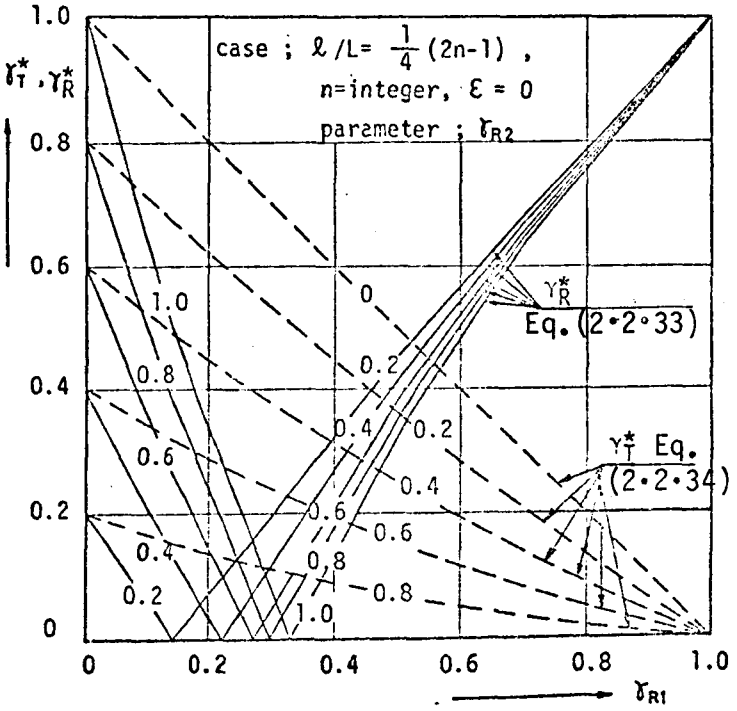
図－2・2・19　γ_R^*とl/Lの関係（$\gamma_{R2}=0.4$の場合）

いほぼ一様に低減し，$\gamma_R{}^*$ は γ_{R1} の値に遂次なるが，第1編第3章で述べたように Plunging breaker の場合でも $\varepsilon=0.5\sim1.4$ 程度であり $\varepsilon=5.0$ といった大きな減衰は実際現象では生じないと思われる．したがって，波が砕けない場合（$\varepsilon\cong0$）は波が砕ける場合より l/L の値により変化する度合が大きいことも判明する．

このように，$\gamma_T{}^*$ と $\gamma_R{}^*$ は l/L，γ_{R1} と γ_{R2}（あるいは γ_{T1} と γ_{T2}）により著しく変化するため，l/L，γ_{R1} と γ_{R2}（あるいは γ_{T1} と γ_{T2}）の三者と $\gamma_T{}^*$ と $\gamma_R{}^*$ との関係を式（2・2・33）～式（2・2・36）を用いて図表化しておけば所要の $\gamma_R{}^*$ と $\gamma_T{}^*$ を与える l/L，γ_{R1} と γ_{R2} の関係が明らかになり便利である．いま，式（2・2・33）と式（2・2・34）を用いてその一例を示すと図－2・2・21のようになる．図－2・2・21は $l/L=0.25$，0.75，…，$\frac{1}{4}(2n-1)$ の場合についての $\gamma_R{}^*$ と $\gamma_T{}^*$ と γ_{R1} と γ_{R2}



図－2・2・20　$\gamma_R{}^*$ と $\gamma_T{}^*$ に及ぼす l/L の効果
（$\gamma_R=0.6$，$\gamma_T=0.4$ の場合）



図－2・2・21　$\gamma_R{}^*$ と $\gamma_T{}^*$ に及ぼす γ_{R1} と γ_{R2} の効果
（$l/L=\frac{1}{4}(2n-1)$ の場合）

の関係を示したものであり，この場合のγ_T^*はγ_{R1}とγ_{R2}が大きいほど小さな値をとり，したがってγ_T^*の低減のためにはγ_{T1}とγ_{T2}を小さくするほど有効である．一方，γ_R^*についてはγ_T^*と異なり，γ_{R1}とγ_{R2}が，

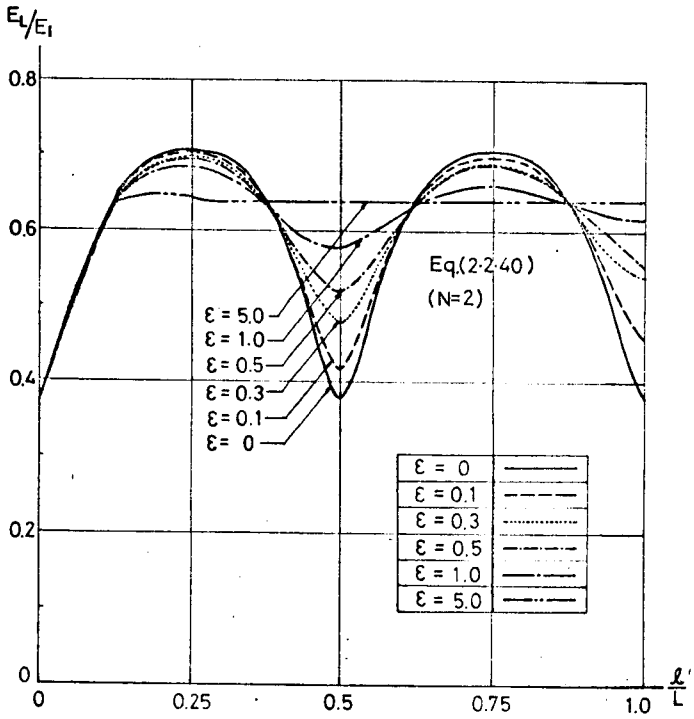
$$\gamma_{R1} = \frac{\gamma_{R2}}{1 + 2\gamma_{R2}} \quad \text{----------} (2 \cdot 2 \cdot 39)$$

を満たす場合には$\gamma_R^* = 0$の極小値をとる興味ある結果が得られる．また，この図よりたとえば，$\gamma_T^* = 0.2$，$\gamma_R^* = 0.2$にする場合は$\gamma_{R1} = 0.4$（$\gamma_{T1} = 0.6$），$\gamma_{R2} = 0.6$（$\gamma_{T2} = 0.4$）とすればよいことが明らかである．

一方，エネルギー損失量E_Lはエネルギーフラックス保存則より，次式で与えられる．

$$E_L/E_I = (1 - \gamma_R^{*2} - \gamma_T^{*2}) \quad \text{----------} (2 \cdot 2 \cdot 40)$$

なお，上式でE_Iは入射波のエネルギーである．したがって，上式に式（2・2・33）～式（2・2・36）で与えられるγ_T^*とγ_R^*を代入すればE_L/E_Iが算出できる．いま，図－**2・2・20**で示した$\gamma_{R1} = \gamma_{R2} = 0.6$，$\gamma_{T1} = \gamma_{T2} = 0.4$の場合の条件に対し式（2・2・33），式（2・2・34）を用いて式（2・2・40）のE_L/E_Iの値を示すと図－**2・2・22**をうる．同図によれば，γ_R^*とγ_T^*がともに小さくなる$l/L = \frac{1}{4}(2n-1)$，（$n = 1, 2, 3, \cdots$）でE_L/E_Iが極大となり，γ_R^*とγ_T^*がともに大きくなる$l/L = \frac{1}{4}(2n)$，（$n = 1, 2, 3, \cdots$）でエネルギー損失E_L/E_Iが極小となっている．したが



図－**2・2・22**　E_L/E_Iに及ぼすl/Lの効果について（$n = 2$，$\gamma_R = \gamma_{R2} = 0.6$，$\gamma_T = \gamma_{T2} = 0.4$の場合）

ってこのことからも l/L の効果が重要であることが指摘できる。

4－1・2　多列（3列以上）透過性構造物による反射率，透過率とエネルギー損失

この場合については，上記の2列の場合の考え方が拡張できて，透過性構造物をN基配置する場合の反射率 $\gamma^*_{R(N)}$ と透過率 $\gamma^*_{T(N)}$ は式（2・2・33）～式（2・2・36）をもとにしておのおの次式で与えられる。

$$\gamma^*_{R(N)} = \left| \overline{\gamma}^*_{R(N-1)} + \frac{\overline{\alpha}^2 \cdot \overline{\gamma}^{*2}_{T(N-1)} \cdot \overline{\gamma}_{RN}}{1-\overline{\alpha}^2 \cdot \overline{\gamma}^*_{R(N-1)} \cdot \overline{\gamma}_{RN}} \right| \quad \text{---------- (2・2・41)}$$

（無限のくり返し反射を考える）

$$\gamma^*_{T(N)} = \left| \frac{\overline{\alpha} \cdot \overline{\gamma}^*_{T(N-1)} \cdot \overline{\gamma}_{TN}}{1-\overline{\alpha}^2 \cdot \overline{\gamma}^*_{R(N-1)} \cdot \overline{\gamma}_{RN}} \right| \quad \text{---------- (2・2・42)}$$

（無限のくり返し反射を考える）

$$\gamma^*_{R(N)} = \left| \overline{\gamma}^*_{R(N-1)} + \overline{\alpha}^2 \cdot \overline{\gamma}^*_{T(N-1)} \cdot \overline{\gamma}_{RN} + \overline{\alpha}^4 \cdot \overline{\gamma}^2_{RN}\, \overline{\gamma}^*_{R(N-1)} \cdot \overline{\gamma}^*_{T(N-1)} \right|$$

（有限のくり返し反射を考える）　---------- （2・2・43）

$$\gamma^*_{T(N)} = \left| \overline{\alpha} \cdot \overline{\gamma}^*_{T(N-1)} \cdot \overline{\gamma}_{TN} \left(1+\overline{\alpha}^2 \cdot \overline{\gamma}^*_{R(N-1)} \cdot \overline{\gamma}_{RN} \right) \right| \quad \text{---------- (2・2・44)}$$

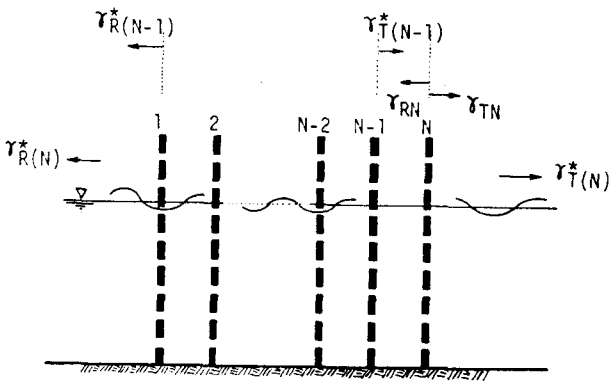
（有限のくり返し反射を考える）

なお，上式で $\overline{\gamma}^*_{R(N-1)}$，$\overline{\gamma}^*_{T(N-1)}$ は，**図－2・2・23** に示すように，おのおの（N－1）列の場合の反射率と透過率，$\overline{\gamma}_{RN}$，$\overline{\gamma}_{TN}$ はおのおの第N番目の透過性構造物による反射率と透過率を示すものである。なお入射波に対する $\overline{\gamma}^*_{R(N-1)}$ と $\overline{\gamma}^*_{T(N-1)}$ の位相差が無視できる場合には式（2・2・41）～式（2・2・44）はおのおの式（2・2・33）～式（2・2・36）で $\gamma_{R1}=\gamma_{R(N-1)}$，$\gamma_{R2}=\gamma_{RN}$，$\gamma_{T1}=\gamma_{T(N-1)}$，$\gamma_{T2}=\gamma_{TN}$ と置換したものに等しくなる。

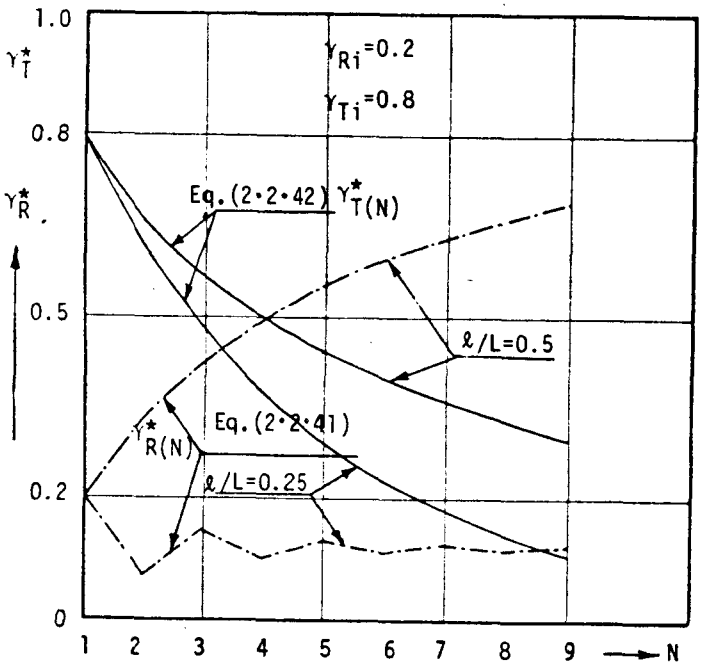
この式（2・2・41）と式（2・2・42）の値を示した一例が**図－2・2・24** である。なお，**図－2・2・24** はN＝9（9列）までの場合であり，おのおのの構造物は同一の γ_R と γ_T を持つと仮定した場合である。同図によれば，γ_T^* に関しては防波堤の数にともなう効果が顕著にあらわれてくるが，γ_R^* はその防波堤の配置間隔をもっとも消波効果の大きい

x/L＝0.25にとれば，防波堤の数がふえてもほとんど増加しないことがわかるであろう．一方，この場合のγ_T^*は防波堤列の増大によって急激に減少する．

またこういった多列（3列以上）の透過性構造物によるエネルギー損失量は，2列に対する式（2・2・40）に，γ_R^*とγ_T^*の値として式（2・2・41）～式（2・2・44）で与えられる値を用いると容易に算定できる．



図－2・2・23　記号の説明



図－2・2・24　γ_T^*とγ_R^*とNの関係（γ_{Ri}＝0.2，γ_{Ti}＝0.8の場合）

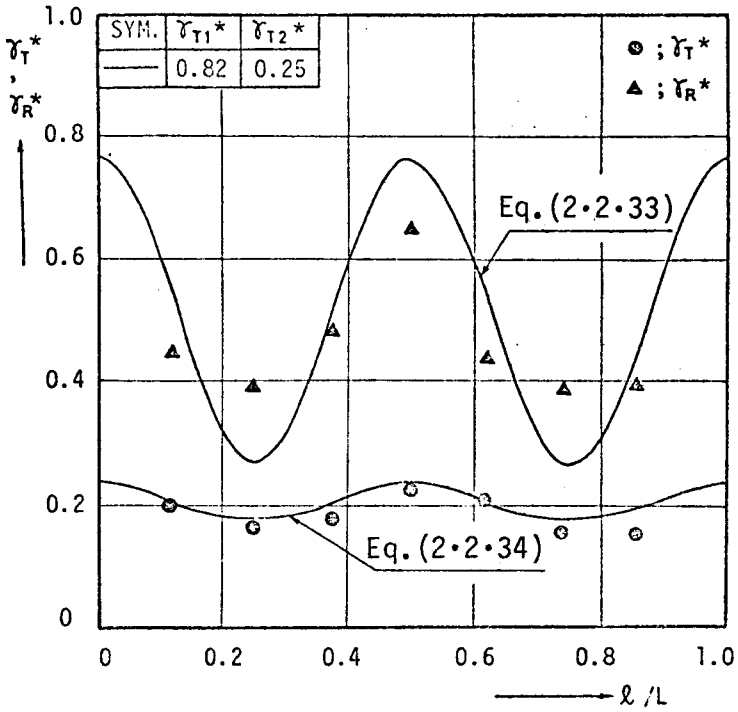
4－2　水理実験

上述の理論解析の妥当性を水理実験により検討する．理論解析では構造物の幅（波の進行方向の長さ）が波長に比して無視できる場合を仮定しているため，ここでは本章第3節でとりあげた横スリット型防波堤を組合わせた複列横スリット防波堤をとりあげて実験を行ない理論解析の妥当性について論ずる．

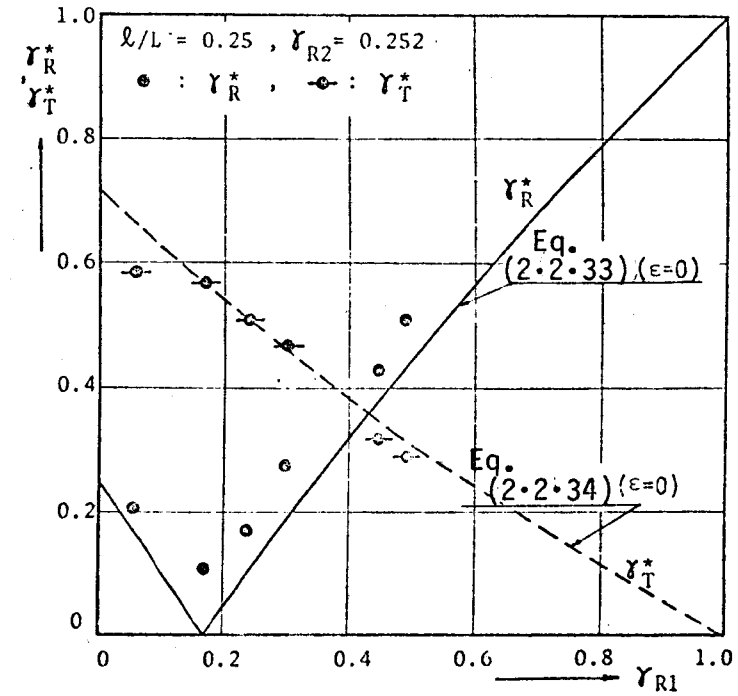
実験装置と実験方法及び

実験諸元は本章の3－2と同様であるが，以下に示す実験値は全てd/h＝1.0に対する値である。

図－2・2・25はγ_T^*とγ_R^*におよぼす防波堤の設置距離l/Lの効果を示したものであり，実験値と理論値，式（2・2・33）と式（2・2・34）が同時に示されている。同図によれば，理論値と実験値がよく一致しており，すでに4－1で述べたように2つの構造物の間で波の反復反射が起こりそのために生じる波の位相差によりγ_T^*とγ_R^*は著しく変化している。つまり，入射波と反復反射波の波の位相が（2n－1）π，（n＝1，2，3，…）ずれるとき，つまり，l/L＝1/4（2n－1），（n＝1，2，3，…）でγ_R^*とγ_T^*は極小となり，入射波と反復反射波の波の位相が2（n－1）π，（n＝1，2，…）ずれるとき（位相差がないとき），つまり，l/L＝1/2（n－1），（n＝1，2，…）で極大となっている。



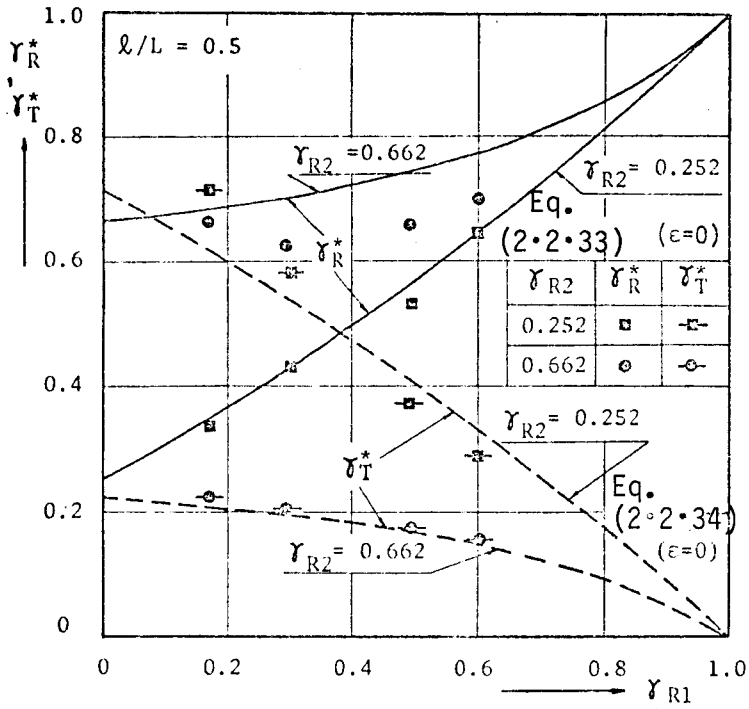
図－2・2・25　γ_T^*とγ_R^*に及ぼすl/Lの効果
（γ_{T1}＝0.82，γ_{T2}＝0.25の場合）



図－2・2・26　γ_T^*とγ_R^*に及ぼすγ_{R1}の効果
（l/L＝0.25，γ_{R2}＝0.252の場合）

したがって，この事実より，防波堤２基設置して消波効果を高める場合にはその設置距離 l が入射波長Ｌとの関連で $l/L=1/4(2n-1)$，（$n=1, 2, \cdots$）となるように決めなければならない．さらに，この設置距離 l/L 以外に第１番目の防波堤（入射波が最初に入射する防波堤）と第２番目の防波堤の消波特性（つまり，γ_{T1}，γ_{T2} あるいは γ_{R1}，γ_{R2}）によっても著しく変化するが，２列防波堤全体としての透過率 γ_T^* と反射率 γ_R^* の変化の様子を $l/L=0.25$ で $\gamma_{R2}=0.252$ の場合について示したのが図－**2・2・26** で，$l/L=0.5$ で $\gamma_{R2}=0.252$ と $\gamma_{R2}=0.662$ の場合について示したのが図－**2・2・27** である．これらの図によれば，実験値と理論値がよく一致しており，このことより理論値，式（2・2・33），式（2・2・34）の妥当性が検証することができる．また，図－**2・2・26** に示されているように，特に式（2・2・39）を満たすように γ_{R1} と γ_{R2} を決めると，２つの防波堤による反射率 γ_R^* を0.1程度（実験的に）にきわめて小さくすることもできることが判明する．したがって，このことより，防波堤２基用いて所要の γ_R^* と γ_T^* をうるには式（2・2・33）と式（2・2・34）より l/L，γ_{R1} と γ_{R2}（あるいは γ_{T1} と γ_{T2}）の組合せを決めればよいことになる．

この場合問題になるのは，実際の海洋波浪は異なった周期成分を有する不規則波浪であるため，ある代表的な周期波に対して $l/L=0.25$，$0.75, \cdots, 1/4(2n-1)$，（$n=1, 2, 3, \cdots$）となるように防波堤間距離 l を決定した場合に，他の周期の波に対して $l/L=0.5$，1.0 といった γ_T^* と γ_R^* ともに極大になる一番危険な場合が生じることであろう．ここでは γ_T^* をとりあげて，上述の種種の周波数成分を有する波に対する消波効果を検討してみよう．



γ_{R2}	γ_R^*	γ_T^*
0.252	▫	-▫-
0.662	⊙	-⊙-

図－**2・2・27**　γ_T^* と γ_R^* に及ぼす γ_{R1} の効果
（$l/L=0.5$，$\gamma_{R2}=0.252$，$=0.662$ の場合）

防波堤２基用いる場合消波面で望まれることは，防

波堤2基による透過率γ_T^*がおのおの防波堤の透過率γ_{T1}とγ_{T2}の積，つまり相乗効果が認められることである．つまり，

$$\gamma_T^* \leqq \gamma_{T1} \cdot \gamma_{T2} \quad \text{----------} \quad (2 \cdot 2 \cdot 45)$$

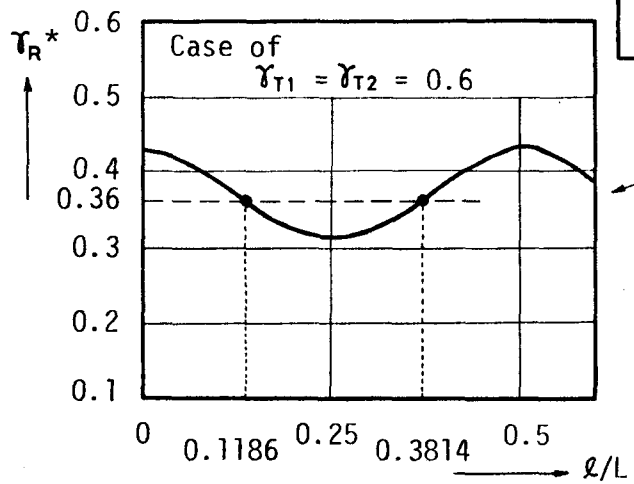
であることが望ましい．この式（2・2・45）に式（2・2・34）を代入して整理すると，式（2・2・46）が導かれる．

$$\cos \frac{4\pi l}{L} \leqq \frac{1}{2}(1-\gamma_{T1})(1-\gamma_{T2}) \quad \text{----------} \quad (2 \cdot 2 \cdot 46)$$

つまり，式（2・2・46）を満たす設置間隔l/Lに対して$\gamma_T^* \leqq \gamma_{T1} \cdot \gamma_{T2}$となる．この式（2・2・46）の関係を満たす$l/L$を具体的に，$\gamma_{T1}=0.1, 0.2, 0.3, 0.4, \cdots, 0.9$，$\gamma_{T2}=0.1, 0.2, 0.3, \cdots, 0.9$のおのおの9種類の組合せに対して求めてみると**表－2・2・5**のようになる．なお**表－2・2・5**の値は$l/L \leqq 0.5$の範囲に対して示したものであるが，$l/L \geqq 0.5$の範囲に対しては$l/L \leqq 0.5$に対して得られた上限値と下限値に0.5ずつ加えていけば式（2・2・46）を満たすl/Lの値が得られることは**表－2・2・5**に示した図から容易にわかる．また**表－2・2・5**に示した式（2・2・46）を満たすl/Lの値の中心となっている$l/L=0.25$ではγ_T^*は最小値$\gamma_{T1} \cdot \gamma_{T2}/(1+(1-\gamma_{T1})(1-\gamma_{T2}))$（$\varepsilon=0$の場合）をとることも式（2・2・34）から明らかである．

この**表－2・2・5**で与えられるl/Lの範囲を具体的に現地波で検討するために次の状況を考える．つまり防波堤設置水深（h）を4.0m，6.0m，8.0m，12.0mの4種類とし，各水深に対して12.0 sec，11.0 sec，10.0 sec，9.0 sec，8.0 sec，7.0 sec，6.0 sec，5.0 sec，4.0 secの9種類の波浪が来襲してくるものとする．そして防波堤の設置距離lを各水深で6.0 secの波に対して$l/L=0.250$となるように決めた場合（たとえば，h＝4.0mで$l=8.7$m，h＝12.0mで$l=12.6$m），他の周期の波に対してl/Lがいかなる値になるかを示したのが**表－2・2・6**の上段の値（（ ）なし）であり，また各水深で5.0 secの波に対して$l/L=0.250$となるようにlを決めた場合，他の周期の波に対してl/Lがいかなる値となるかを示したのが**表－2・2・6**の下段の値（（ ）つき）である．したがって，**表－2・2・5**と**表－2・2・6**を組合せると，第1番目の防波堤のγ_{T1}と第2番目の防波堤のγ_{T2}の種種の組合せに対して，周期6 secあるいは5 secの波に対して$l/L=0.250$を満たすようにlを決めた場合，各水深ごとに，他のいかなる周期の波に対して$\gamma_T^* \leqq \gamma_{T1} \cdot \gamma_{T2}$が満たされているかが判明する．そこで，いまたとえば，$\gamma_{T1}=\gamma_{T2}=0.5$の場合について考えてみると，**表－2・2・5**より$\gamma_T^* \leqq 0.25$となる範

γ_{T2} \ γ_{T1}	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.1	0.0919 ~ 0.4081	0.0959 ~ 0.4034	0.0995 ~ 0.4005	0.1031 ~ 0.3969	0.1070 ~ 0.3930	0.1106 ~ 0.3894	0.1142 ~ 0.3858	0.1178 ~ 0.3822	0.1214 ~ 0.3786
0.2		0.0991 ~ 0.4009	0.1027 ~ 0.3973	0.1054 ~ 0.3946	0.1090 ~ 0.3910	0.1122 ~ 0.3878	0.1154 ~ 0.3846	0.1186 ~ 0.3814	0.1218 ~ 0.3782
0.3			0.1054 ~ 0.3946	0.1082 ~ 0.3918	0.1110 ~ 0.3890	0.1138 ~ 0.3862	0.1166 ~ 0.3834	0.1194 ~ 0.3806	0.1222 ~ 0.3778
0.4				0.1106 ~ 0.3894	0.1130 ~ 0.3870	0.1154 ~ 0.3846	0.1178 ~ 0.3822	0.1202 ~ 0.3798	0.1226 ~ 0.3774
0.5					0.1150 ~ 0.3850	0.1170 ~ 0.3830	0.1190 ~ 0.3810	0.1210 ~ 0.3790	0.1230 ~ 0.3770
0.6						0.1186 ~ 0.3814	0.1202 ~ 0.3798	0.1218 ~ 0.3782	0.1233 ~ 0.3767
0.7							0.1214 ~ 0.3786	0.1226 ~ 0.3774	0.1237 ~ 0.3763
0.8								0.1233 ~ 0.3767	0.1241 ~ 0.3759
0.9									0.1245 ~ 0.3755



表－2・2・5　$\gamma_T^* \leqq \gamma_{T1} \cdot \gamma_{T2}$ を満す l/L の範囲

h(m) \ T(sec)	12	11	10	9	8	7	6	5	4	ℓ (m)
4	0.118* (0.0959)	0.129* (0.104)	0.141* (0.114*)	0.160* (0.128*)	0.181* (0.146*)	0.210* (0.169*)	0.250* (0.201*)	0.312* (0.250*)	0.416 (0.335*)	8.7 (7.0)
6	0.114* (0.090)	0.125* (0.098)	0.139* (0.109)	0.156* (0.122*)	0.177* (0.139*)	0.207* (0.163*)	0.250* (0.196*)	0.317* (0.250*)	0.441 (0.346*)	10.2 (8.0)
8	0.110 (0.085)	0.121* (0.094)	0.135* (0.104)	0.152* (0.117*)	0.174* (0.134*)	0.219* (0.160*)	0.250* (0.190*)	0.324* (0.250*)	0.466* (0.359*)	11.3 (8.7)
12	0.103 (0.077)	0.113 (0.084)	0.127* (0.094)	0.143* (0.107*)	0.166* (0.124*)	0.198* (0.148*)	0.250* (0.186*)	0.335* (0.250*)	0.506 (0.378*)	12.6 (9.4)

Upper values [without( )] : ℓ/L; x is decided to safisfy x/L=0.25 only for the wave of 6.0 sec. period.

Lower values [with ( )] : ℓ/L ; x is decided to safisfy x/L=0.25 only for the wave of 5.0 sec. period.

表－2・2・6　$\gamma_T^* \leqq \gamma_{T1} \cdot \gamma_{T2}$ を満すhとTの関係（$\gamma_{T1} = \gamma_{T2} = 0.5$ の場合）

囲は $0.115 \leqq l/L \leqq 0.385$ であるため，**表－2・2・6** で＊印をつけた周期波に対して $\gamma_T^* \leqq 0.25$ が充分期待できることになる．すなわち，$h = 6.0$m の場合をとりあげて具体例を示すと，6.0 sec の波に対して $l/L = 0.25$ となるように決めた設置距離 l に対しては，12～5 sec 程度の周期をもつ波に $\gamma_T^* \leqq 0.25$ が満たされ，また同じ $h = 6.0$m の水深で 5.0 sec の波に対して $l/L = 0.25$ となるように決められた l に対しては 9.0～4.0 sec の波に対して $\gamma_T^* \leqq 0.25$ となることが認められる．このことにより不規則波浪の卓越周期波浪以外の周期の波に対しても充分“相乗効果”が認められるといえよう．したがって，この種の工法の現地施工への適用の可能性がきわめて強いことが指摘できよう．また，式（2・2・46）を満たさない l/L の領域では当然“相乗効果”は期待できず，このことは既述の図－**2・2・14**，図－**2・2・15**，図－**2・2・16** より明白である．

以上，γ_T のみについて具体的に論じてきたが，γ_R についても同様の論議ができることを付加しておきたい．

これまで2列透過性構造物の実験結果を基にして上述の理論解析の妥当性を明らかにしてきた．一方，3列以上の多列透過性構造物に対して実験水槽の長さが短かい関係上精度の高い実験的検討を充分著者は加えていないが多列円柱パイル構造物に対し N＝5 まで（5列まで）反射率 γ_R^* の理論値が実験値とよく一致することを明らかにしている．[20] しかし，この多列透過性構造物に対する実験的な詳細な検討は今後の課題としたい．

また，複列透過性構造物の場合の γ_R^* と γ_T^* を算定する式に無限の反復反射を考えた場合と有限な反復反射を考えた場合の式を同時に示したが，両者の差異は極大値と極小値の値が若干変化する程度であり，その他は全く同一である．したがって，実用的には有限な反復反射を考えた場合の式を用いると充分といえる．

第5節　結　論

以上，多孔壁型透過性構造物，横スリット型防波堤及び複列透過性構造物による浅海波の変形と構造物の消波効果について理論的ならびに実験的な検討を加えてきた．得られた結果を要約すれば次のとおりである．

(1)多孔壁型透過性構造物による浅海波の透過率と反射率はおのおの式（2・2・7）と式（2・2・8）で与えられ，開孔比m，孔径・波高比D/H，壁厚・孔径比b/Dが重要な要素となる．

(2)横スリット型防波堤による浅海波の透過率と反射率はおのおの式（2・2・19），式

（2・2・20）で与えられ，部材間隔比mと潜水比d/hにより著しく変化し，mが小さいほど，また，d/hが大きいほど，γ_R が大きく，γ_T は小さくなる．

なお，同式の ε_0 C_m の仮定に若干問題はあるものの定性的には充分実験値と一致する．

(3)部材間隔比m＝0に相当するカーテンウォール型防波堤はm＝0.059とm＝0.111の横スリット型防波堤より当然透過率 γ_T の低減効果が高いが，その差異が明確になる潜水比d/hは比水深h/Lが小さくなるほど大きくなる．例えばh/L＝0.233のときはd/h＞0.3であるが，h/L＝0.097でd/h＞0.6となる．

(4)多孔壁型防波構造物あるいは横スリット型防波堤1基のみでは透過率と反射率を同時にきわめて小さくすることができないが，2基以上並列に配置する複合透過構造にすることにより透過率と反射率を同時に小さくすることができて，2列構造物の場合の透過率 γ_T^* は式（2・2・34），式（2・2・36）で，反射率 γ_R^* は式（2・2・33），式（2・2・35）で与えられる．なお3列以上の複合状態となれば一般には，透過率 $\gamma_{T(N)}^*$ は式（2・2・42），式（2・2・44）で，反射率 $\gamma_{R(N)}^*$ は式（2・2・41），式（2・2・43）で与えられる．

(5)2列透過性構造物の場合，構造物の設置間隔 l が重要な要素となり入射波長との関係で，$l/L=0.25,\ 0.75,\ \cdots,\ \frac{1}{4}(2n-1)$，$(n=1,\ 2,\ 3,\ \cdots)$ にすると γ_T^* と γ_R^* は極小値を，また $l/L=0.5,\ 1.0,\ \cdots,\ \frac{1}{2}(n-1)$ にすると γ_T^* と γ_R^* は極大値をとる．このうち，とくに反射率 γ_R^* のみを極めて小さくするには，$l/L=0.25,=\frac{1}{4}(2n-1)$，$(n=1,\ 2,\ \cdots)$ とし，γ_{R1} と γ_{R2} を式（2・2・39）を満すように組合せるとよい．

(6)2列透過性構造物の場合，$\gamma_T^* \leqq \gamma_{T1} \cdot \gamma_{T2}$ つまり“相乗効果”を期待する場合は式（2・2・46）を満すように設置距離 l を決めなければならない．また式（2・2・46）によれば，$l/L=\frac{1}{4}(2n-1)$ となるようにある代表的な周期に対して l を決めた場合，$\gamma_T^* \leqq \gamma_{T1} \cdot \gamma_{T2}$ が期待できる周期が判明する．この具体例が**表－2・2・5**と**表－2・2・6**に示されており，同表によれば，現地不規則波浪で大きなパワー・スペクトルを示す周波数範囲に対して充分消波効果が高いことがわかる．

参　考　文　献

1) Biésel, F.：Equations de l'écoulement non lent en milieu perméable, application au calcul des filtres a houle, La Houille Blanche, No. 2, 1950, pp. 157～160.

2) Le Méhauté, B.：Perméabilité des diques en enrochement aux ondes de gravité periodiques, La Houille Blanche, No. 6, 1957, pp. 903～919, No. 2, 1958, pp. 148～179, No. 3, 1958, pp. 255～269.

3) 近藤俶郎：透過性防波堤の伝達波，第16回海岸工学講演会講演集，1969，pp. 321～327

4) 富永正照・坂本忠彦：透過性構造物による波の変形に関する研究(1)，第16回海岸工学講演会講演集，1969，pp. 309～319.

5) 井島武士・江口泰彦・小林彰：透過性防波堤と岸壁に関する研究，第18回海岸工学講演会論文集，1971，pp. 121～130.

6) Sollitt, C. K. &R. H. Cross：Wave reflection and transmission at permeable breakwaters, MIT, R. M. Parsons Lab. Tech. Rep. No. 147, 1972.

7) Ippen, A. T. and E. L. Bourodimos：Breakwater characteristics of open tube system, Hydrodynamic Laboratory, Dep. of Civil. Eng., MIT. Rep. No. 73, July, 1964.

8) Wiegel, R. L.：Transmission of waves past a rigid vertical thin barrier, Proc. of ASCE, WH. Vol. WW 1, March, 1960, pp. 1～12.

9) 森平倫生・柿崎秀作・合田良実：カーテン防波堤とその特性について，港研技報，Vol. 3, No. 1, 1964.

10) 林泰造・服部昌太郎：透過性鋼管防波堤とその基部洗堀，第15回海岸工学講演会講演集 1968 pp. 292～296.

11) 椹木亨・岩田好一朗：透過性構造物による波の変形について，第19回海岸工学講演会論文集，　1971，　pp．115～120．

12) 服部昌太郎：多孔壁式防波堤の水理特性，第18回海岸工学講演会論文集，1971，pp．115～120．

13) 12）と同じ

14) 12）と同じ

15) 水理公式集：土木学会編，昭和42年，　pp．141～146．

16) 9）と同じ

17) 11）と同じ

18) 10）と同じ

19) Le Méhauté：Estuary and Coastlines Hydrodynamics，by Ippen，McGraw-Hill，1966，pp．285～314．

20) 11）と同じ

第3章　遊水部を有する鉛直消波岸壁・護岸による浅海波の変形機構とその制御工法に関する基礎的研究

第1節　概説

近年，船舶の大型化，コンテナーの実用化，及び入港する船舶の激増にともなって港域の拡大及び静穏化が従来よりさらに要求されるようになってきている。このため港域への侵入波浪の低減をはかるとともに，鉛直岸壁で消波効果の高い岸壁構造が必要となり，この種の鉛直消波構造の型式及びその水理特性についての研究が近年行なわれるようになってきた．また，海岸線の埋立がすすみ20 m以深の水域にまで埋立が行なわれつつあるが，その埋立護岸は背後地への越波量を許さないと同時に護岸による波の反射を極力小さくして前面水域の擾乱をできるだけ小さくすることが船舶航行上の観点より強調されるようになってきている。このような大水深域での護岸型式として従来の浅水深域で施工されてきたような消波ブロックを用いる傾斜堤工法ではきわめて不経済であることはいうまでもなく，こういった大水深域の護岸型式の一つとして消波効果の高い鉛直消波護岸型式が考えられ，目下この面での活発な開発及び論議が行なわれている．

本章では，前面が透過壁で後面が不透過壁より構成され，透過壁と不透過壁間に遊水部を有する型の鉛直消波岸壁（護岸）を取り挙げて，この鉛直消波岸壁による波の変形を明らかにするとともに，その波浪制御として消波効果を高める鉛直消波岸壁の構造型式について若干の提言を行なうものとする．

本章で取り挙げる遊水部を有する鉛直消波岸壁の構造型式の一つとしては，前面の透過壁として多孔直立壁を用いた多孔壁式消波岸壁型式があり．これは1961年Jarlan[1]によって提案されている．1964年Boivin[2]は前面多孔壁の代りに水平方向に桟を配置したhorizontally slotted breakwaterに対して水理実験を行ない最も消波効果の高い透過壁の空隙率が33％であることを指摘した．また，Terrett & Osorio & Lean[3]はこの種の消波岸壁について微小振幅長波理論を用いて反射率と波圧の算定式を導き，Marks & Jarlan[4]は多孔壁岸壁に作用する波圧を計測して多孔壁の消波効果は壁厚と孔径の比及び壁の空隙率が重要な要素となることを指摘した．さらに，Richey & Sollitt[5]は多孔壁と不透過壁間の水位変動及び多

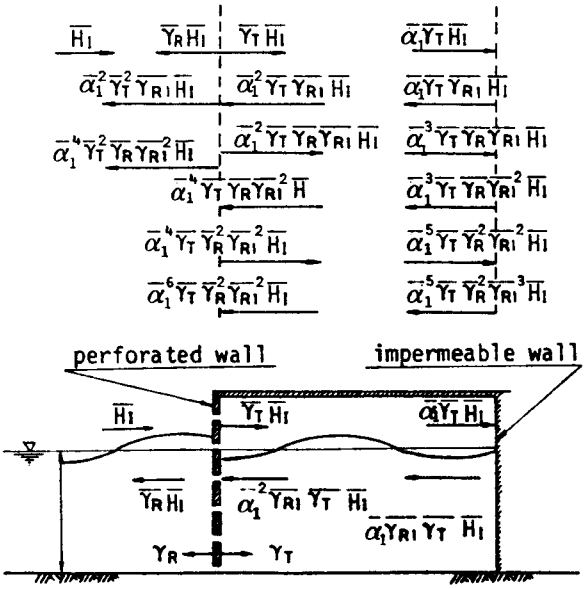
孔壁前面反射率をダッシュ・ポットモデルを用いて微小振幅深海波理論より求めた．また，透過壁の厚い場合に対しては，井島[6]の理論的研究もある．

以上のように多孔壁消波岸壁の水理特性とそれにともなう波の変形について実験的・理論的にかなり検討されてきているが，なお消波効果に及ぼす多孔壁厚と孔径の効果，空気室内の水位変動特性，最大の消波効果を与える多孔壁の水理特性などについて十分明確になっておらず，さらに現地海岸においてみられるような不規則波に対する消波効果とそれにともなう波の変形についてはほとんど解明されていないのが現状である．

第2節　規則波に対する理論解析

2－1　一重透過壁に対する理論解析

図－2・3・1に示すように，前面の透過壁が一重の場合の鉛直消波岸壁を取り挙げる。この場合，透過壁は多孔壁でもスリット壁でもよく，要するに波が通過すればよい構造と考ておこう．第2編の第2章で既に示した波の反復反射の考え方が，透過壁と不透過壁間で適用されるものとして以下の解析を行なっていく．



図－2・3・1　波の反復反射の状況

2－1・1　反射率，γ_R^*

ここで入射波及び透過壁での反射率，透過率の表示式として式（2・3・1）に示す式を用いる．[7]

$$
\left.
\begin{array}{ll}
\text{入射波：} & \bar{H}_I = H_I \exp(i\theta_I) \\
\text{反射率：} & \bar{r}_{R1} = r_{R1} \exp(i\theta_{R1}) \\
 & \bar{r}_R = r_R \exp(i\theta_{R2}) \\
\text{透過率：} & \bar{r}_T = r_T \exp(i\theta_{T2}) \\
\text{減衰率：} & \bar{\alpha}_1 = \alpha_1 \exp(i(-2\pi x/L)) \\
 & \alpha_1 = \exp(-\varepsilon x/L)
\end{array}
\right\} \text{--------} (2\cdot3\cdot1)
$$

なお，式（２・３・１）で，r_{R1}，θ_{R1} は不透過壁での反射率と位相差を，r_R，θ_R は透過壁での反射率とその位相，r_T，θ_T は透過壁での透過率とその位相，ε は波高減衰係数，$i=\sqrt{-1}$，x は透過壁後面からの距離，Ｌは水深ｈにおける波長である．なお，－は複素ベクトルを示す．

図－２・３・１ に示すように，透過壁と不透過壁間での波の反復反射を考えると，この岸壁による反射波高 $\bar{H}_R^*$ は式（２・３・２）で示される．

$$\bar{H}_R^* = \bar{r}_R \bar{H}_I + \sum_{n=0}^{\infty} \bar{r}_{R1} \bar{\alpha}_1^2 \bar{r}_T^2 (\bar{r}_{R1} \cdot \bar{\alpha}_1^2 \cdot \bar{r}_R)^n \cdot \bar{H}_I \quad \text{----------} \quad (2 \cdot 3 \cdot 2)$$

したがって，岸壁全体の反射率 $\bar{\gamma}_R^*$ は次式で与えられる．

$$\bar{\gamma}_R^* = \left\{ \bar{H}_R^* / \bar{H}_I \right\} = \left\{ \bar{r}_R + \frac{\bar{r}_{R1} \cdot \bar{\alpha}_1^2 \cdot \bar{r}_T^2}{1 - \bar{\alpha}_1^2 \cdot \bar{r}_{R1} \cdot \bar{r}_R} \right\} \quad \text{----------} \quad (2 \cdot 3 \cdot 3)$$

（無限の反復反射）

なお，式（２・３・２）で $\bar{\alpha}_1^4 \bar{r}_{R1} \bar{r}_R \bar{r}_T^2$ 以上の項は高次の微小項として省略すると反射率 $\bar{\gamma}_R^*$ はつぎの式（２・３・４）で与えられる．

$$\bar{\gamma}_R^* = \left\{ \bar{r}_R + \bar{\alpha}_1^2 \bar{r}_{R1} \bar{r}_T^2 \right\} \quad \text{----------} \quad (2 \cdot 3 \cdot 4)$$

（有限の反復反射）

式（２・３・１）を式（２・３・３）と式（２・３・４）に代入して γ_R^* を求めるとおのおの，式（２。３・５）と式（２・３・６）を得る．

$$\gamma_R^* = \frac{\sqrt{\begin{array}{l} r_R^2 + \alpha_1^4 r_{R1}^2 r_R^4 + \alpha_1^4 r_{R1}^2 r_T^4 - 2\alpha_1^2 r_{R1} r_R^3 \cos(-4\pi l/L + \theta_{R1} + \theta_R) \\ +2\alpha_1^2 r_{R1} r_R r_T^2 \cos(-4\pi l/L + \theta_{R1} - \theta_R + 2\theta_T) \\ -2\alpha_1^4 r_{R1}^2 r_R^2 r_T^2 \cos(2\theta_T - 2\theta_R) \end{array}}}{\sqrt{1 + \alpha_1^4 r_{R1}^2 r_R^2 - 2\alpha_1^2 r_{R1} r_R \cos(-4\pi l/L + \theta_{R1} + \theta_R)}} \quad \text{----------} \quad (2 \cdot 3 \cdot 5)$$

（無限の反復反射）

$$\gamma_R^* = \sqrt{r_R^2 + \alpha_1^4 r_{R1}^2 r_T^2 + 2\alpha_1^2 r_{R1} r_R r_T^2 \cos(-4\pi l/L + \theta_{R1} - \theta_R + 2\theta_T)} \quad \text{----------} \quad (2 \cdot 3 \cdot 6)$$

（有限の反復反射）

なお，式（２・３・５），式（２・３・６）で l は遊水部の長さを示す．

2－1・2　遊水部内の水位変動，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$

遊水部内の水位変動を反射率と同様の方法で求める．図－2・3・1に示す反復反射を考えると，遊水部内の水位変動のうち特に不透過壁での水位変動$\bar{R}_H^*$は式（2・3・7）で示される．

$$\bar{R}_H^* = \bar{\alpha}_1 \cdot \bar{r}_T \cdot (1+\bar{r}_{R1}) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (\bar{\alpha}_1^2 \cdot \bar{r}_{R1} \cdot \bar{r}_R)^n \cdot \bar{H}_I \quad \text{----------} \quad (2\cdot3\cdot7)$$

（無限の反復反射）

なお，式（2・3・7）で$\bar{\alpha}_1^5\ \bar{r}_T\ \bar{r}_{R1}^2\ \bar{r}_R^2$の項を微小項として省略すると式（2・3・8）をうる．

$$\bar{R}_H^* = \bar{\alpha}_1 \cdot \bar{r}_T \cdot (1+\bar{r}_{R1})(1+\bar{\alpha}_1^2\ \bar{r}_{R1}\ \bar{r}_R)\bar{H}_I \quad (2\cdot3\cdot8)$$

（有限の反復反射）

式（2・3・1）を式（2・3・7），式（2・3・8）に代入すると，おのおの式（2・3・9），式（2・3・10）をうる．

$$\left|\frac{\bar{R}_H^*}{\bar{H}_I}\right| = \alpha_1 \cdot r_T \sqrt{\frac{1 + r_{R1}^2 + 2r_{R1}\cos(\theta_{R1})}{1+\alpha_1^4\ r_{R1}^2\ r_R^2 - 2\alpha_1^2\ r_{R1}\ r_R\ \cos(-4\pi l/L+\theta_{R1}+\theta_R)}}$$

（無限の反復反射）　----------（2・3・9）

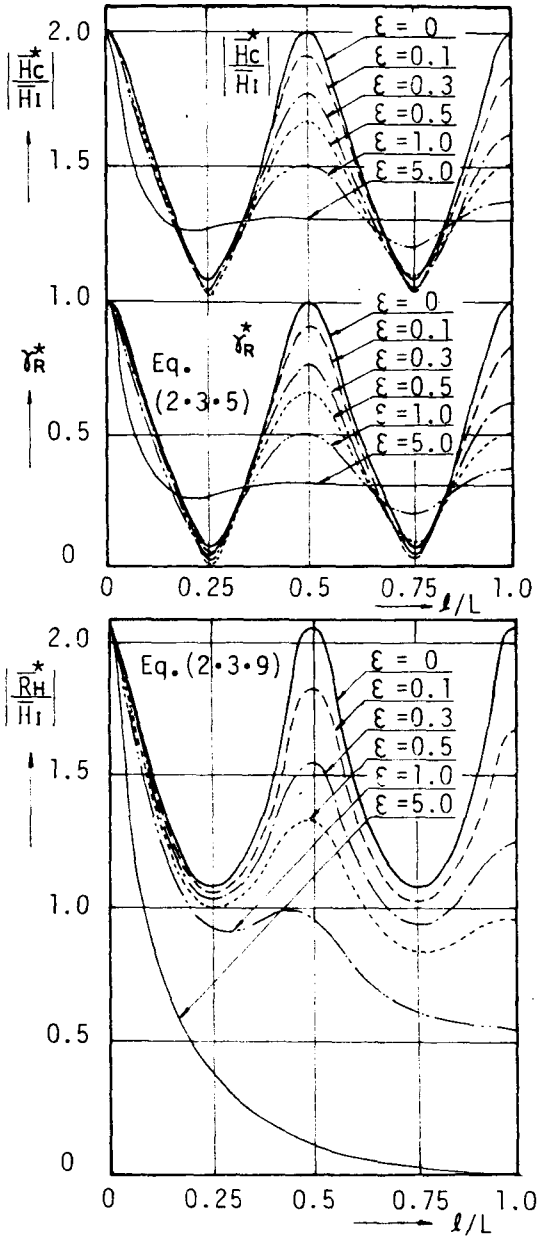
$$\left|\frac{\bar{R}_H^*}{\bar{H}_I}\right| = \alpha_1 \cdot r_T \cdot \sqrt{(1+r_{R1}^2+2r_{R1}\cos(\theta_{R1}))\{1+\alpha_1^4\ r_{R1}^2\ r_R^2+2\alpha_1^2\ r_{R1}\ r_R\ \cos(-4\pi l/L+\theta_{R1}+\theta_R)\}}$$

（有限の反復反射）

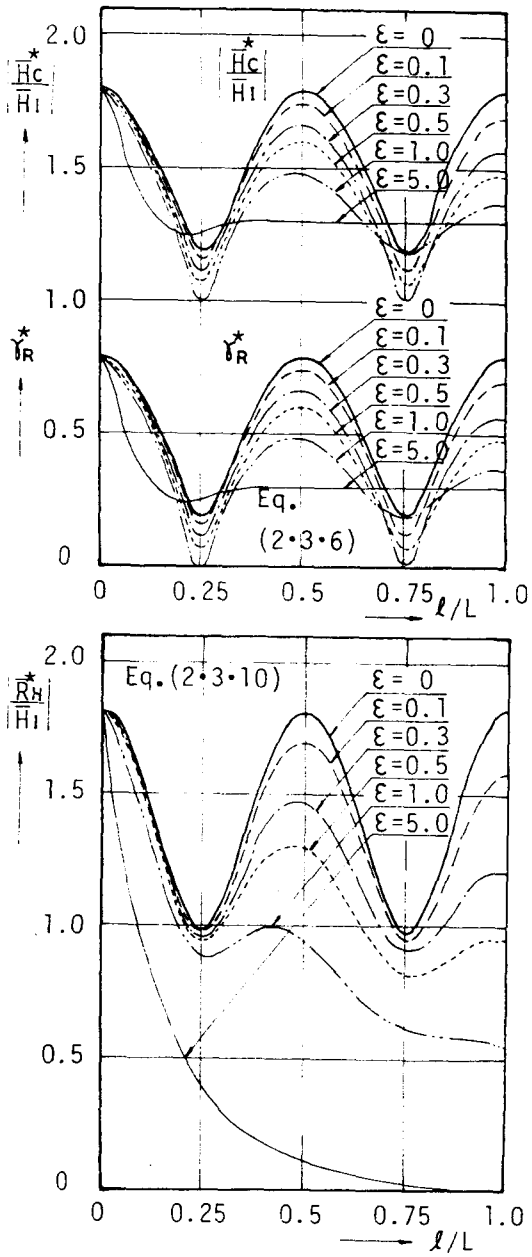
----------（2・3・10）

2－1・3　消波特性

ここでは，上述の理論解析で求めた，反射率γ_R^*と不透過壁面での水位変動$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$をとりあげて，数値計算値にもとづきその特性について考察しておく．まず，最初に透過壁で波の位相がずれない場合（$\theta_T=\theta_R=0$）を取りあげる．この場合一般には透過壁が非常にうすい場合に相当する．図－2・3・2は$r_R=0.3$，$r_T=0.70$の場合で無限の反復反射にもとづく式（2・3・5）と式（2・3・9）と無次元合成波高$|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|=1+\gamma_R^*$の値を示した一例



図－2・3・2　l/L に伴なう $|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|$, γ_R^*, $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ の変化（無限の繰返し，$r_R=0.3$, $r_T=0.7$ の場合）



図－2・3・3　l/L に伴なう $|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|$, γ_R^*, $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ の変化（有限な繰り返し，$r_R=0.3$, $r_T=0.7$ の場合）

でありパラメーターは減衰係数εである．図－2・3・3は図－2・3・2と同様，$r_R=0.3$，$r_T=0.7$の場合で，有限な反復反射にもとづく式（2・3・6），式（2・3・10）と$|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|=1+\gamma_R^*$の値を示したもので，図－2・3・2と図－2・3・3とも不透過壁面での反射率$r_{R1}=1.0$，で位相のずれがない$\theta_{R1}=0$として計算してある．図－2・3・2と図－2・3・3より，遊水部内での波の透過と反射を無限に考えた場合と有限に考えた場合の共通点と相異点を明らかにしておこう．

まず，図－2・3・2，図－2・3・3とも，$\varepsilon<1.0$の場合，$|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|$，γ_R^*，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$はl/Lの増大に伴って極小値と極大値を1／4間隔ごとに交互にとることが認められ，

$$l/L=\frac{1}{4}(2N-1),\ (N=1,\ 2,\ 3,\ \cdots,) \quad \text{----------} \quad (2\cdot3\cdot11)$$

を満すとき，つまり，繰り返し波の位相がπずれるときは$|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|$，γ_R^*，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$は極小値をとるが，

$$l/L=\frac{1}{4}(2N),\ (N=1,\ 2,\ 3,\ \cdots) \quad \text{----------} \quad (2\cdot3\cdot12)$$

を満すとき，つまり繰り返し波の間で波の位相がずれないときは極大値をとることが認められる．したがって，透過壁と不透過壁間の距離l/Lが極めて重要な要素であることが容易に理解できる．減衰係数εが大きくなるにつれて，$|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|$，γ_R^*，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$とも極大値と極小値の差が少なくなり，$\varepsilon=5.0$といった大きな値の場合には$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$，γ_R^*，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$とも極大値と極小値の差が少なくなり，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$については一様減衰状況を示すようになる．εが大きくなることは，波が砕ける事に対応するが，第1編の砕波の実験によれば，砕波形式により波高減衰は異なって，spilling breakerの場合は$x/L<1.2$で$\varepsilon=0.08\sim0.5$，plunging breakerの場合は$x/L<1.0$で$\varepsilon=0.5\sim1.4$程度であり$\varepsilon=5.0$といった大きな減衰は実際現象として生じないものと推定される．したがって，波が砕けない場合は（$\varepsilon\cong0$）消波効果に及ぼすl/Lの効果は極めて大きいが，波が透過壁で砕けるような場合は砕波による波高減衰が大きいため，l/Lの効果は砕波しない場合より少ないといえよう．また，遊水部内での波の反復反射を無限に考える場合と有限回の反復反射を考える場合とでは，$\varepsilon<1.0$の場合では，無限の反復反射を考えた方が，極大値と極小値の差が大きいが，$\varepsilon\geqq1.0$の領域では両者の差は小さくなり，またその極値をとるl/Lの値は式（2・3・11）と式（2・3・12）よりずれて小さくなる．このこ

とは，波の減衰の効果の方が，位相のずれの効果より大きいことを示している．

この鉛直消波岸壁によるエネルギー損失量E_Lはエネルギー流束の保存則より次式で与えられる．

$$E_L/E_I = (1-\gamma_R^*) \quad \text{----------} \quad (2\cdot3\cdot13)$$

なお，E_Iは入射波の一波長当りのエネルギーである．したがって，式(2・3・13)に式(2・3・5)あるいは式(2．3．6)を代入すれば，無限の反復反射の場合と有限な反復反射の場合のエネルギー損失E_L/E_Iはおのおの式(2・3・14)と式(2・3・15)で与えられる．

$$E_L/E_I = \frac{1-r_R^2+\alpha_1^4 r_R^2(-r_R^2+1)+\alpha_1^4 r_T^4+2\alpha_1^2 r_R(r_R^2+\alpha_1^2 r_R r_T^2-1-r_{T2}^2)\cos(-4\pi l/L)}{\{1+\alpha_1^4 r_R^2-2\alpha_1^2 r_R\cos(-4\pi l/L)\}}$$

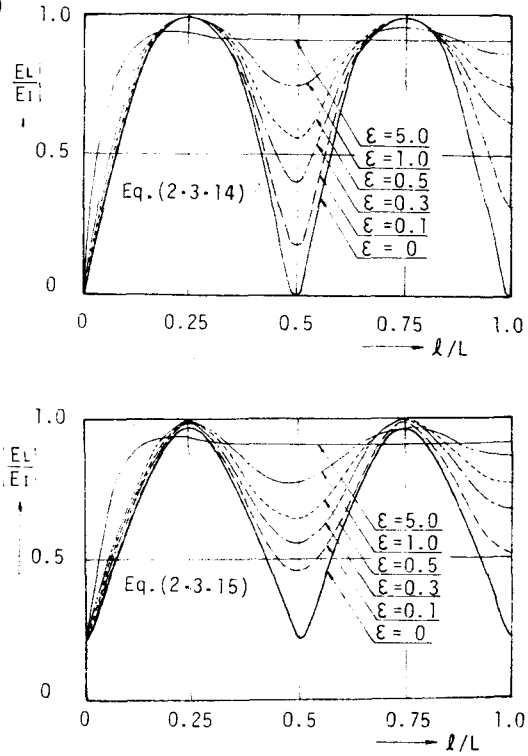
（無限の反復反射の場合） ---------- (2・3・14)

$$E_L/E_I = 1-r_R^2-\alpha_1^4 r_T^2-2\alpha_1^2 r_R r_T^2\cos(-4\pi l/L) \quad \text{----------} \quad (2\cdot3\cdot15)$$

（有限の反復反射の場合）

なお，上式は$r_{R1}=1.0$，$\theta_R=0$，つまり，不透過壁で完全反射するとして求めている．

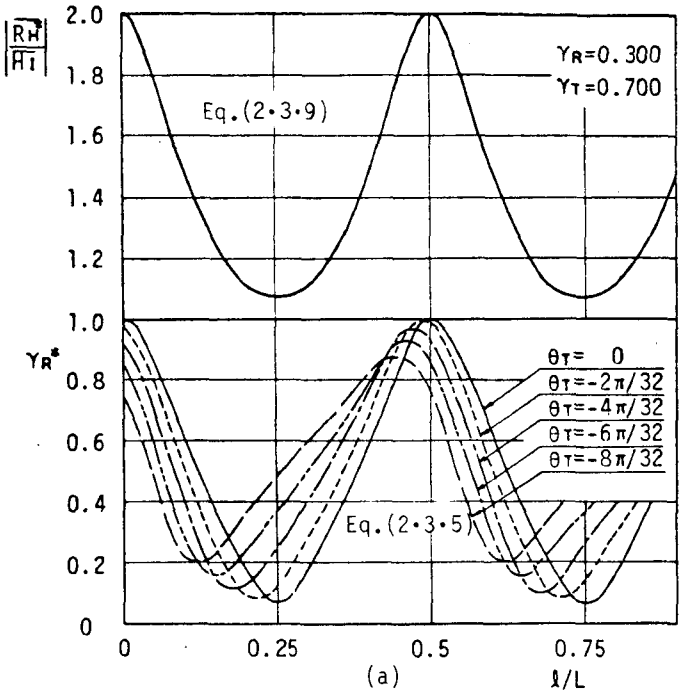
図－2・3・4は，$r_T=0.7$，$r_R=0.3$の場合の式(2・3・14)と式(2．3．15)で与えられるE_L/E_Iとl/Lの関係を示したものである．**図－2・3・2**と**図－2・3・3**から既に認められるように減衰係数$\varepsilon<1.0$の場合には，l/Lが式(2・3・11)を満すときE_L/E_Iは極大に，式(2・3・12)を満すときは，E_L/E_Iは極小になることが認められ，設置間隔l/Lの効果が著しい，また，$\varepsilon\geqq1.0$となると，極値は必ずしも式(2・3・11)と式(2・3・12)を満すl/L地点で与えられないと同時に式(2・3・14)と式(2・3

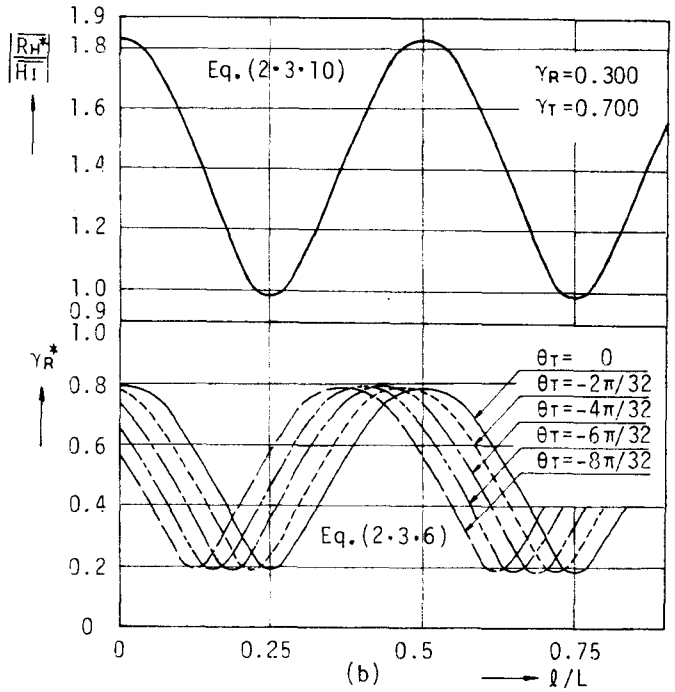


図－2・3・4　E_L/E_Iとl/Lの関係（$r_R=0.3$，$r_T=0.7$の場合）

・15）のE_L/E_Iの差異はほとんど認められなくなる．これは既に指摘したように，波の減衰効果の方が，位相のずれの効果より卓越するためと考えられる．

つぎに，透過壁で波の位相がずれる場合の消波特性について述べておく．式（2・3・5）と式（2・3・6）で与えられるγ_R^*はθ_Tとθ_Rの両方の要素に支配されるのに対し，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$は式（2・3・9）と式（2・3・10）に示されているように，θ_Rのみにより支配され，θ_Tの効果には無関係であり，γ_R^*と$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$に及ぼすθ_Tとθ_Rの効果は著しく異なる．いま，一例として，スリット型透過壁を取りあげて考察してみよう．この場合は後述の水理実験で求められるように$\theta_R \simeq 0$（第3節参照）となるので，θ_T，つまり透過波の位相のずれの消波効果に対する影響について数値計算結果より検討する．まず，$r_R = 0.300$，$r_T = 0.700$の場合をとりあげて，θ_Tの変化にともなうγ_R^*と$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$の値の変化の様子を式（2・3



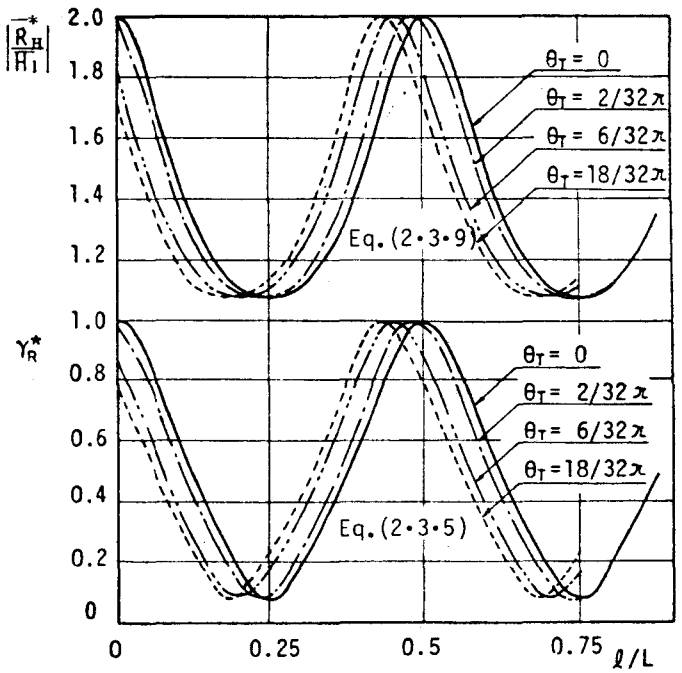


図－2・3・5　γ_R^*と$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$に及ぼすθ_Tの効果
（r_R =0.3，r_T = 0.7の場合）

・5)，式(2・3・9)を用いて示すと図－2・3・5をうる．同図に一例として示されているように，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$については$\theta_R=0$であるため，位相のずれのない場合と同様の特性，つまり，$l/L=\frac{1}{4}(2N-1)$，N＝1,2,3,…で極小値，$l/L=\frac{1}{4}(2N)$，N=1，2，…で極大値をとる．一方，γ_R^*については$|\theta_T|$が大きくなるにつれて，極大値と極小値を与えるl/Lの値は位相がずれない場合より($\theta_T=0$の場合)小さくなっていく．したがって，γ_R^*を極小値にする無次元遊水部長$(l/L)_B$を小さくするには，透過壁での透過波の位相のずれを大きくするように工夫しなければならないことがわかる．しかし，$(l/L)_B$が小さくなれば，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$は逆に大きくなるため，位相がずれない場合のようにγ_R^*と$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$を同一の(l/L)に対して極小値をとるようにすることはできない．これは，$\theta_R\cong 0$となる透過壁の不利な点といえよう．したがって，同一の(l/L)に対しγ_R^*と$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$が同時に極小値をとるには，透過壁で反射波の位相もずれる型の透過壁を用いる必要がある．この場合のθ_Rとθ_Tの満すべき条件は式(2・3・5)～式(2・3・10)から，つぎの式(2・3・16)として与えられる．

$$\theta_R=\theta_T \qquad (2\cdot3\cdot16)$$

この式(2・3・16)を用いて，図－2・3・5に対応する$r_R=0.300$，$r_T=0.700$の場合の計算例を$\theta_R=\theta_T$をパラメーターにして式(2・3・5)と式(2・3・9)を用いて示すと図－2・3・6をうる．同図に示すように，同一の(l/L)に対しγ_R^*と$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$が同時に極小値をとり，$|\theta_T=\theta_R|$が大きくなるにつれて，$(l/L)_B$は位相のずれのない場合の$(l/L)_B=1/4$より小さくなる．このことは，$0<r_R<1.0$，$r_T=1-r_R$の範囲に対して，また式(2・3・6)と式(2・3・10)についても同様であり，最適な無次元遊水部長$(l/L)_B$を小さくするには，消波岸壁の前面透過壁としては透過波と反射波の入射波に対する位相の



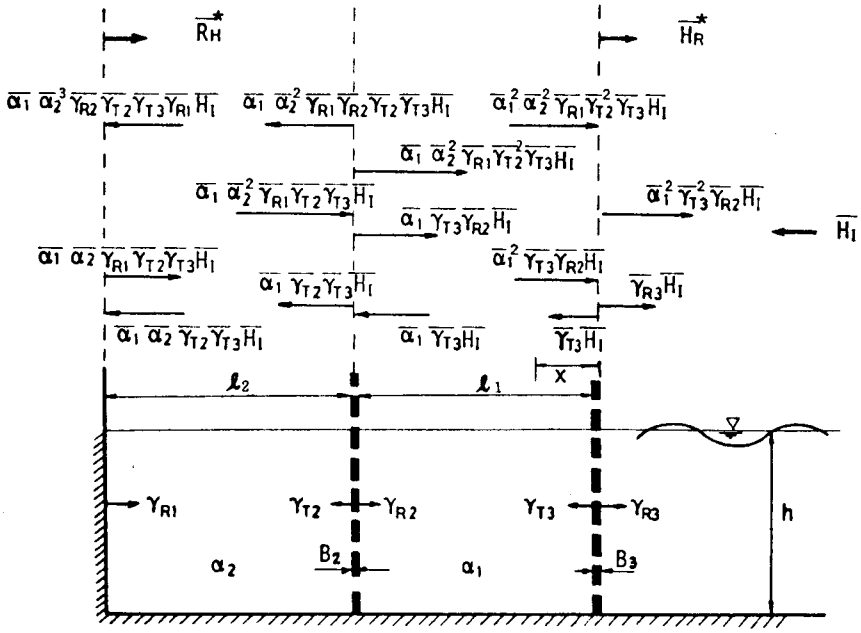
図－2・3・6　γ_R^*と$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$に及ぼすθ_Tとθ_Rの効果($\theta_T=\theta_R$の場合)

ずれが等しく（ $\theta_R = \theta_T$ ）しかもその位相のずれの大きいものを用いるとよいことが指摘できる.

2－2　二重透過壁に対する理論解析

2－2・1　反射率 γ_R^*

図－2・3・7 に示すように，第1番目の透過壁（沖側の透過壁）による反射率，透過率を r_{R3}，r_{T3}，そのおのおのの位相のずれを θ_{R3}，θ_{T3}，第2番目の透過壁による反射率を r_{R2}，r_{T2}，そのおのおのの位相のずれを θ_{R2}，θ_{T2}，不透過壁面での反射率を r_{R1}，その位相のずれ



図－2・3・7　波の反復反射の状況

を θ_{R1}，透過壁間の遊水部長 l_1，不透過壁と第2番目の透過壁間の遊水部長 l_2，透過壁間の遊水部での波の減衰率を α_1，不透過壁と第2番目の透過壁間の遊水部での波の減衰率を α_2 といった状況下の二重透過壁構造の岸壁を取り挙げる.

第1番目の透過壁と背後の不透過壁間での波の反復反射を考え，反復反射成分波の単純

な重ね合せで水面変化が生じるものと仮定する．入射波，反射率，透過率，減衰率に式（2・3・17）に示す複素ベクトル表示を用いるものとすれば，岸壁前面水域の反射波高

$$
\left.
\begin{aligned}
&\text{入射波：}\ \bar{H}_I = H_I \ \exp(i\,\theta_I) \\
&\text{反射率：}\ \bar{r}_{R1} = r_{R1}\exp(i\,\theta_{R1}) \quad \text{透過率：}\ \bar{r}_{T2} = r_{T2}\exp(i\,\theta_{T2}) \\
&\qquad :\ \bar{r}_{R2} = r_{R2}\exp(i\,\theta_{R2}) \qquad\qquad :\ \bar{r}_{T3} = r_{T3}\exp(i\,\theta_{T3}) \\
&\qquad :\ \bar{r}_{R3} = r_{R3}\exp(i\,\theta_{R3}) \\
&\text{減衰率：}\ \bar{\alpha}_1 = \alpha_1 \ \exp(i(-2\pi x/L)) \\
&\qquad\quad \alpha_1 = \exp(-\varepsilon_1 x/L) \\
&\qquad\quad \bar{\alpha}_2 = \alpha_2 \ \exp(i(-2\pi x/L)) \\
&\qquad\quad \alpha_2 = \exp(-\varepsilon_2 x/L)
\end{aligned}
\right\} \cdots\cdots (2\cdot3\cdot17)
$$

$\bar{H}_R^*$は，無限の反復反射を考えると，式（2・3・18）で与えられる．

$$
\begin{aligned}
\bar{H}_R^* = \Bigg[& \bar{r}_{R3} + \bar{r}_{T3}^2\,\bar{\alpha}_1^2\,\bar{r}_{R2}\sum_{n=1}^{\infty}(\bar{\alpha}_1^2\,\bar{r}_{R2}\,\bar{r}_{R3})^{n-1} \\
& + \bar{\alpha}_1^2\,\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{T2}^2\,\bar{r}_{T3}^2\Big\{\sum_{n=1}^{\infty}(\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{R2})^{n-1}\Big\}\Big\{\sum_{n=1}^{\infty}(\bar{\alpha}_1^2\,\bar{r}_{R2}\,\bar{r}_{R3})^{n-1}\Big\}^2 \times \sum_{n=1}^{\infty} \\
& \Big\{\bar{\alpha}_1^2\,\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{R3}\,\bar{r}_{T2}^2\sum_{n=1}^{\infty}(\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{R2})^{n-1}\cdot\sum_{n=1}^{\infty}(\bar{\alpha}_1^2\cdot\bar{r}_{R2}\cdot\bar{r}_{R3})^{n-1}\Big\}^{n-1}\Bigg]\ \bar{H}_I
\end{aligned}
\qquad\cdots\cdots (2\cdot3\cdot18)
$$

また，上式で，$\bar{\alpha}_1^6\,\bar{r}_{R2}^2\,\bar{r}_{R3}^2\,\bar{r}_{T3}^2$ 以上の項を微小項として省略すれば，式（2・3・19）が得られる．

$$
\bar{H}_R^* = \Big[\bar{r}_{R3} + \bar{\alpha}_1^2\,\bar{r}_{T3}^2\,\bar{r}_{R2} + \bar{\alpha}_1^2\,\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{T3}^2\,\bar{r}_{T2}^2 + \bar{\alpha}_1^4\,\bar{r}_{R2}^2\,\bar{r}_{R3}\,\bar{r}_{T3}^2\Big]\,\bar{H}_I \quad\cdots\cdots (2\cdot3\cdot19)
$$

反射率γ_R^*は$|\bar{H}_R^*/\bar{H}_I|$で与えられるため，まず式（2・3・18）を変形すると式（2・3・20）をうる．

$$
\begin{aligned}
\bar{\gamma}_R^* = |\bar{H}_R^*/\bar{H}_I| = \Big| & \bar{r}_{R3} + \bar{\alpha}_1^2\,\bar{r}_{R2}\,\bar{r}_{T3}^2\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2\,\bar{r}_{R2}\,\bar{r}_{R3}}\right) \\
& + \bar{\alpha}_1^2\cdot\bar{\alpha}_2^2\cdot\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{T2}^2\,\bar{r}_{T3}^2\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{R2}}\right)\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2\,\bar{r}_{R2}\,\bar{r}_{R3}}\right)^2 \times
\end{aligned}
$$

$$\left\{ \frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2\,\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{R3}\,\bar{r}_{T2}^2\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{R2}}\right)\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2\,\bar{r}_{R2}\,\bar{r}_{R2}}\right)} \right\} \Bigg| \quad \text{----------} \quad (2\cdot3\cdot20)$$

式（２・３・２０）に式（２・３・１７）を代入して代数計算を行なうと最終的な解として，式（２・３・２１）を得る．

$$\gamma_R^* = \sqrt{N_1 / N_2} \quad \text{----------} \quad (2\cdot3\cdot21)$$

（無限の反復反射）

なお，上式で

$$N_2 = \left\{ 1+\alpha_1^4\,r_{R2}^2\,r_{R3}^2 - 2\,r_{R2}\,r_{R3}\,\alpha_1^2\cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L}+\theta_{R2}+\theta_{R3}\right)\right\}\times\left\{1+\alpha_1^4\,r_{R2}^2\,r_{R3}^2\right.$$

$$+\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R2}^2+\alpha_1^4\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R2}^4\,r_{R3}^2+\alpha_1^4\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R3}^2\,r_{T2}^4-2\alpha_1^2\,r_{R2}\,r_{R3}\cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L}+\theta_{R2}+\theta_{R3}\right)$$

$$-2\alpha_2^2\,r_{R1}\,r_{R2}\cos\left(-\frac{4\pi l_2}{L}+\theta_{R1}+\theta_{R2}\right)+2\alpha_1^2\,\alpha_2^2\,r_{R1}\,r_{R2}^2\,r_{R3}\cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L}-\frac{4\pi l_2}{L}\right.$$

$$\left.+\theta_{R1}+2\theta_{R2}+\theta_{R3}\right)-2\alpha_1^2\,\alpha_2^2\,r_{R1}\,r_{R3}\,r_{T2}^2\cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L}-\frac{4\pi l_2}{L}+\theta_{R1}+\theta_{R3}+2\theta_{T2}\right)$$

$$+2\alpha_1^2\,\alpha_2^2\,r_{R1}\,r_{R2}^2\,r_{R3}\cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L}+\frac{4\pi l_2}{L}+\theta_{R3}-\theta_{R1}\right)-2\alpha_1^4\,\alpha_2^2\,r_{R1}\,r_{R2}^3\,r_{R3}^2\cos$$

$$\left(\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}-\theta_{R2}\right)+2\alpha_1^4\,\alpha_2^2\,r_{R1}\,r_{R2}\,r_{R3}^2\,r_{T2}^2\cos\left(\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}+\theta_{R2}-2\theta_{T2}\right)$$

$$-2\alpha_1^2\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R2}^3\,r_{R3}\cos\left(\frac{4\pi l_1}{L}-\theta_{R2}-\theta_{R3}\right)+2\alpha_1^2\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R2}\,r_{R3}\,r_{T2}^2\cos\left(\frac{4\pi l_2}{L}+\theta_{R2}\right.$$

$$\left.\left.-2\theta_{T2}-\theta_{R3}\right)-2\alpha_1^4\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R2}^2\,r_{R3}^2\,r_{T2}^2\cos\left(2\theta_{R2}-2\theta_{T2}\right)\right\} \quad \text{--------} \quad (2\cdot3\cdot22)$$

$$N_1 = \left\{\left(r_{R3}^2+\alpha_1^4\,r_{R3}^4\,r_{R2}^2+\alpha_1^4\,r_{R2}^2\,r_{R3}^4+\alpha_1^8\,r_{R2}^4\,r_{R3}^6+\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R2}^2\,r_{R3}^2+\alpha_1^4\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R2}^4\,r_{R3}^4+\right.\right.$$

$$\alpha_1^4\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R2}^4\,r_{R3}^4+\alpha_1^8\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R2}^6\,r_{R3}^6+\alpha_1^4\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R3}^4\,r_{T2}^4+\alpha_1^8\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R2}^2\,r_{R3}^6\,r_{T2}^4+$$

$$\alpha_1^4\,r_{T3}^4\,r_{T2}^2+\alpha_1^8\,r_{R2}^2\,r_{R3}^2\,r_{T2}^2\,r_{T3}^4+\alpha_1^4\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R2}^2\,r_{T2}^2\,r_{T3}^4+\alpha_1^8\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R2}^4\,r_{R3}^2\,r_{T2}^2\,r_{T3}^4+$$

$$\left.\alpha_1^8\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R3}^2\,r_{T2}^6\,r_{T3}^4+\alpha_1^4\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{T2}^4\,r_{T3}^4\right)-2\alpha_1^4\,\alpha_2^4\,r_{R1}^2\,r_{R2}^2\,r_{R3}^2\,r_{T2}^2\left(\alpha_1^4\,r_{T2}^2\,r_{T3}^4+\alpha_1^4\,r_{R2}^2\,r_{R3}^4\right.$$

$$+ 2 r_{R3}^{2}) \cos(2\theta_{R2} - 2\theta_{T2}) - 2\alpha_1^4 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2} r_{T2}^{3} r_{T3}^{4} \cos(\theta_{R2} - \theta_{T2}) + 2\alpha_1^4 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2} r_{R3}^{2} r_{T2}^{2} r_{T3}^{2}$$

$$(\alpha_1^4 r_{R2}^{2} r_{R3} + r_{T2}) \cos(-\theta_{R2} + \theta_{T2} + 2\theta_{R3} - 2\theta_{T3}) - 2\alpha_1^4 r_{R2} r_{R3}^{2} r_{T2} r_{T3}^{2} (\alpha_1^4 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R3}^{2} r_{T2}^{4}$$

$$+ \alpha_1^4 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{4} r_{R3}^{2} - 2\alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{2} + \alpha_1^4 r_{R2}^{2} r_{R3}^{2}) \cos(\theta_{R2} + 2\theta_{R3} - \theta_{T2} - 2\theta_{T3})$$

$$- 2\alpha_1^4 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R3}^{2} r_{T2}^{4} r_{T3}^{2} \cos(2\theta_{R3} - 2\theta_{T3}) + 2\alpha_1^8 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{3} r_{R3}^{4} r_{T2}^{3} r_{T3}^{2} \cos(3\theta_{R2} + 2\theta_{R3}$$

$$- 3\theta_{T2} - 2\theta_{T3}) + 4\alpha_1^4 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{2} r_{R3}^{2} r_{T2}^{2} r_{T3}^{2} \cos(2\theta_{R2} + 2\theta_{R3} - 2\theta_{T2} - 2\theta_{T3})$$

$$- 2\alpha_1^6 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R3} r_{T2}^{5} r_{T3}^{4} \cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L} + \theta_{R3} + \theta_{T2}\right) + 2\alpha_1^6 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{2} r_{R3} r_{T2}^{2} r_{T3}^{4} \cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L}\right.$$

$$\left. + 2\theta_{R2} - \theta_{T2} + \theta_{R3}\right) - 2\alpha_1^2 r_{R2} r_{R3} (\alpha_1^4 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{2} r_{T2}^{2} r_{T3}^{4} + \alpha_1^4 r_{T2}^{2} r_{T3}^{4} + \alpha_1^4 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R3}^{4} r_{T2}^{4}$$

$$+ 2\alpha_1^4 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{4} r_{R3}^{4} + 2\alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{2} r_{R3}^{2} + 2r_{R3}^{2} + 2\alpha_1^4 r_{R2}^{2} r_{R3}^{4}) \cos\left(\frac{4\pi l_1}{L} - \theta_{R2} - \theta_{R3}\right)$$

$$+ 2\alpha_1^6 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2} r_{R3}^{3} r_{T2}^{4} r_{T3}^{2} \cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L} + \theta_{R2} + 3\theta_{R3} - 2\theta_{T3}\right) - 2\alpha_1^6 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{2} r_{R3}^{3} r_{T2}^{3} r_{T3}^{2}$$

$$\cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L} + 3\theta_{R3} + \theta_{T2} - 2\theta_{T3}\right) + 2\alpha_1^2 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2} r_{R3} r_{T2}^{2} (\alpha_1^4 r_{T2}^{2} r_{T3}^{4} + r_{R3}^{2} + 2\alpha_1^4 r_{R2}^{2} r_{R3}^{4})$$

$$\times \cos(4\pi l_1/L + \theta_{R2} - \theta_{R3} - 2\theta_{T2}) - 2\alpha_1^2 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2} r_{R3} r_{T2}^{2} r_{T3}^{2} \cos\left(\frac{4\pi l_1}{L} + \theta_{R2} + \theta_{R3} - 2\theta_{T2}\right.$$

$$\left. - 2\theta_{T3}\right) - 2\alpha_1^6 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{2} r_{R3}^{3} r_{T2}^{3} r_{T3}^{2} \cos\left(\frac{4\pi l_1}{L} - 2\theta_{R2} + \theta_{R3} + \theta_{T2} - 2\theta_{T3}\right)$$

$$- 2\alpha_1^6 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{3} r_{R3}^{3} r_{T2}^{2} r_{T3}^{2} \cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L} + 3\theta_{R2} + 3\theta_{R3} - 2\theta_{T2} - 2\theta_{T3}\right)$$

$$+ 2\alpha_1^6 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{3} r_{R3}^{5} r_{T2}^{2} \cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L} + 3\theta_{R2} + \theta_{R3} - 2\theta_{T2}\right) - 4\alpha_1^6 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{2} r_{R3}^{3} r_{T2}^{3} r_{T3}^{2} \cos($$

$$4\pi l_1/L + 2\theta_{R2} + \theta_{R3} - 3\theta_{T2} - 2\theta_{T3}) + 2\alpha_1^2 r_{T3}^{2} r_{T2} r_{R3} (\alpha_1^4 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R3}^{2} r_{T2}^{4} + 2\alpha_1^4 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{4} r_{R3}^{2}$$

$$+ 2\alpha_1^4 r_{R2}^{2} r_{R3}^{2} + 1 + \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{2}) \cos\left(\frac{4\pi l_1}{L} + \theta_{R3} - \theta_{T2} - 2\theta_{T3}\right) + 2\alpha_1^6 r_{R2}^{2} r_{R3}^{3} r_{T2} r_{T3}^{2}$$

$$(1 + \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{2}) \cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L} + 2\theta_{R2} + 3\theta_{R3} - \theta_{T2} - 2\theta_{T3}\right) + 2\alpha_1^4 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2} r_{R3}^{2} r_{T2}^{3} r_{T3}^{2} \cos($$

$$\frac{8\pi l_1}{L} + \theta_{R2} - 3\theta_{T2} - 2\theta_{T3}) - 2\alpha_1^4 \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{2} r_{R3}^{4} r_{T2}^{2} \cos\left(\frac{8\pi l_1}{L} - 2\theta_{R3} - 2\theta_{T2}\right) - 2\alpha_1^4 r_{R2} r_{R3}^{2} r_{T2} r_{T3}^{2}$$

$$(1 + \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{2}) \cos\left(\frac{8\pi l_1}{L} - \theta_{R2} - \theta_{T2} - 2\theta_{T3}\right) + 2\alpha_1^4 r_{R2}^{2} r_{R3}^{4} (1 + \alpha_2^4 r_{R1}^{2} r_{R2}^{2}) \cos\left(\frac{8\pi l_2}{L} - 2\theta_{R2}\right.$$

$$-2\theta_{R3})-2\alpha_1^4\alpha_2^2 r_{R1} r_{R3}^2 r_{T2}^3 r_{T3}^2(1+\alpha_1^4 r_{R2}^2 r_{R3}^2)\cos(\frac{-4\pi l_2}{L}+\theta_{R1}+2\theta_{R3}+\theta_{T2}-2\theta_{T3})$$

$$-2\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}(\alpha_1^8 r_{R2}^2 r_{R3}^2 r_{T2}^2 r_{T3}^4+\alpha_1^4 r_{T2}^2 r_{T3}^4+4\alpha_1^4 r_{R2}^2 r_{R3}^4+r_{R3}^4+\alpha_1^8 r_{R2}^4 r_{R3}^6)\cos(\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}$$

$$-\theta_{R2})+2\alpha_1^4\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2} r_{R3}^2 r_{T2}^2(\alpha_1^4 r_{T2}^2 r_{T3}^4+2r_{R3}^2+\alpha_1^4 r_{R2}^2 r_{R3}^4)\cos(4\pi l_2/L-\theta_{R1}+\theta_{R2}-2\theta_{T2})$$

$$-4\alpha_1^4\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2} r_{R3}^2 r_{T2}^2 r_{T3}^2\cos(\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}+\theta_{R2}+2\theta_{R3}-2\theta_{T2}-2\theta_{T3})-2\alpha_1^8\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^2 r_{R3}^4 r_{T2}^3 r_{T3}^2$$

$$\cos(\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}+2\theta_{R2}+2\theta_{R3}-3\theta_{T2}-2\theta_{T3})+2\alpha_1^4\alpha_2^2 r_{R1} r_{T2}^3 r_{T3}^4\cos(\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}-\theta_{T2})$$

$$+2\alpha_1^4\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^2 r_{R3}^2 r_{T2} r_{T3}^2(2+\alpha_1^4 r_{R2}^2 r_{R3}^2)\cos(\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}+2\theta_{R3}-\theta_{T2}-2\theta_{T3})$$

$$+2\alpha_1^4\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^2 r_{R3}^2 r_{T2} r_{T3}^2(2+\alpha_1^4 r_{R2}^2 r_{R3}^2)\cos(\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}-2\theta_{R2}-2\theta_{R3}+\theta_{T2}+2\theta_{T3})$$

$$-2\alpha_1^6\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2} r_{R3} r_{T2}^3 r_{T3}^4\cos(\frac{-4\pi l_1}{L}+\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}+\theta_{R2}+\theta_{R3}-\theta_{T2})$$

$$-2\alpha_1^6\alpha_2^2 r_{R1} r_{R3} r_{T2}^4 r_{T3}^4\cos(\frac{4\pi l_1}{L}+\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}-\theta_{R3}-\theta_{T2}-\theta_{T3})+2\alpha_1^6\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2} r_{R3}^3 r_{T2}^3 r_{T3}^3\cos($$

$$\frac{-4\pi l_1}{L}-\frac{4\pi l_2}{L}+\theta_{R1}+\theta_{R2}+3\theta_{R3}+\theta_{T2}-2\theta_{T3})+2\alpha_1^2\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^2 r_{R3}(\alpha_1^4 r_{T2}^2 r_{T3}^4+2\alpha_1^4 r_{R2}^2 r_{R3}^4$$

$$+2r_{R3}^2)\cos(\frac{-4\pi l_1}{L}-\frac{4\pi l_2}{L}+\theta_{R1}+2\theta_{R2}+\theta_{R3})+2\alpha_1^2\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^2 r_{R3}(\alpha_1^4 r_{T2}^2 r_{T3}^4+2r_{R3}^2$$

$$+2\alpha_1^4 r_{R2}^2 r_{R3}^4)\cos(\frac{-4\pi l_1}{L}+\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}+\theta_{R3})+2\alpha_1^6\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2} r_{R3}^3 r_{T2}^3 r_{T3}^2\cos(\frac{4\pi l_1}{L}-\frac{4\pi l_2}{L}$$

$$+\theta_{R1}-\theta_{R2}+\theta_{R3}+\theta_{T2}-2\theta_{T3})-2\alpha_1^6\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^3 r_{R3}^3 r_{T2} r_{T3}^2\cos(\frac{-4\pi l_1}{L}-\frac{4\pi l_2}{L}+\theta_{R1}+3\theta_{R2}+3\theta_{R3}$$

$$-2\theta_{T3}-\theta_{T2})-2\alpha_1^2\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2} r_{R3} r_{T2} r_{T3}^2(2\alpha_1^4 r_{R2}^2 r_{R3}^2+1)\cos(\frac{4\pi l_1}{L}-\frac{4\pi l_2}{L}+\theta_{R1}+\theta_{R2}$$

$$+\theta_{R3}-2\theta_{T3}-\theta_{T2})-2\alpha_1^6\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^3 r_{R3}^3 r_{T2} r_{T3}^2\cos(\frac{-4\pi l_1}{L}+\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}+\theta_{R2}+3\theta_{R3}-\theta_{T2}$$

$$-2\theta_{T3})-2\alpha_1^6\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^2 r_{R3}^5 r_{T2}^2\cos(\frac{-4\pi l_1}{L}+\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}+2\theta_{R2}+\theta_{R3}-2\theta_{T2})$$

$$+2\alpha_1^6\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^2 r_{R3}^3 r_{T2}^2 r_{T3}^2\cos(\frac{-4\pi l_1}{L}+\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}+2\theta_{R2}+3\theta_{R3}-2\theta_{T2}-2\theta_{T3})$$

$$+4\alpha_1^6\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2} r_{R3}^3 r_{T2}^3 r_{T3}^2\cos(\frac{4\pi l_1}{L}+\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}+\theta_{R2}+\theta_{R3}-3\theta_{T2}-2\theta_{T3})$$

$$-2\alpha_1^2\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2} r_{R3} r_{T2} r_{T3}^2(1+2\alpha_1^4 r_{R2}^2 r_{R3}^2)\cos(\frac{4\pi l_1}{L}+\frac{4\pi l_2}{L}-\theta_{R1}-\theta_{R3}-2\theta_{T2})$$

$$+2\alpha_1^2\alpha_2^2 r_{R1} r_{R3} r_{T2}^2 r_{T3}^2 \cos\left(\frac{-4\pi l_1}{L} - \frac{4\pi l_2}{L} + \theta_{R1} - \theta_{R3} + 2\theta_{T2} + 3\theta_{T3}\right)$$

$$+2\alpha_1^4\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^2 r_{R3}^2 r_{T2} r_{T3}^2 \cos\left(\frac{8\pi l_1}{L} - \frac{4\pi l_2}{L} + \theta_{R1} - \theta_{T2} - 2\theta_{T3}\right) - 2\alpha_1^4\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^3 r_{R3}^4 \times$$

$$\cos\left(\frac{-8\pi l_1}{L} + \frac{4\pi l_2}{L} - \theta_{R1} + \theta_{R2} + 2\theta_{R3}\right) + 2\alpha_1^4\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2} r_{R3}^4 r_{T2}^2 \cos\left(\frac{-8\pi l_1}{L} - \frac{4\pi l_2}{L} + \theta_{R1} + \theta_{R2}\right.$$

$$\left.+2\theta_{R3} + 2\theta_{T2}\right) - 2\alpha_1^4\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^3 r_{R3}^4 \cos\left(\frac{-8\pi l_1}{L} - \frac{4\pi l_2}{L} + \theta_{R1} + 3\theta_{R2} + 2\theta_{R3}\right)$$

$$+2\alpha_1^4\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^2 r_{R3}^2 r_{T2} r_{T3}^2 \cos\left(\frac{-8\pi l_1}{L} - \frac{4\pi l_2}{L} + \theta_{R1} + 2\theta_{R2} + \theta_{T2} + 2\theta_{T3}\right)$$

$$-2\alpha_1^4\alpha_2^2 r_{R1} r_{R3}^2 r_{T2}^3 r_{T3}^2 \cos\left(-\frac{4\pi l_2}{L} - \frac{8\pi l_1}{L} + \theta_{R1} + 3\theta_{T2} + 2\theta_{T3}\right)$$

---------- (2・3・23)

また，式(2・3・19)に式(2・3・17)を代入し，若干の代数計算を行なうと，以下に示す式(2・3・24)を得る．

$$\gamma_R^* = \sqrt{\begin{aligned}
&r_{R3}^2 + \alpha_1^4 r_{T3}^4 r_{R2}^2 + \alpha_1^4\alpha_2^4 r_{R1}^2 r_{T3}^4 r_{T2}^4 + \alpha_1^8 r_{R2}^4 r_{R3}^2 r_{T3}^4 \\
&+2\alpha_1^2 r_{R2} r_{R3} r_{T3}^2 \cos\left(\frac{-4\pi l_1}{L} + 2\theta_{T3} + \theta_{R2} - \theta_{R3}\right) \\
&+2\alpha_1^2\alpha_2^2 r_{R1} r_{R3} r_{T2}^2 r_{T3}^2 \cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L} - \frac{4\pi l_2}{L} + \theta_{R1} + 2\theta_{T3} + 2\theta_{T2} - \theta_{R3}\right) \\
&+2\alpha_1^4 r_{R2}^2 r_{R3}^2 r_{T3}^2 \cos\left(-\frac{8\pi l_1}{L} + 2\theta_{R2} + 2\theta_{T3}\right) \\
&+2\alpha_1^4\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2} r_{T2}^2 r_{T3}^4 \cos\left(-\frac{4\pi l_2}{L} + \theta_{R1} - \theta_{R2} + 2\theta_{T2}\right) \\
&+2\alpha_1^6 r_{R2}^3 r_{R3} r_{T3}^4 \cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L} + \theta_{R2} + \theta_{R3}\right) \\
&+2\alpha_1^6\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2}^2 r_{R3} r_{T2}^2 r_{T3}^4 \cos\left(\frac{-4\pi l_1}{L} + \frac{4\pi l_2}{L} + 2\theta_{R2} - \theta_{R1} + \theta_{R3} - 2\theta_{T2}\right)
\end{aligned}}$$

(有限の反復反射)

---------- (2・3・24)

2－2・2　遊水部内の水位変動 $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$

遊水部間で波の反復反射を考えると，遊水部の不透過壁での水位変動 $\overline{R}_H^*$ は式(2・3・25)で与えられる．

$$\overline{R}_H^* = \overline{\alpha}_1\overline{\alpha}_2\overline{r}_{T2}\overline{r}_{T3}(1+\overline{r}_{R1})\sum_{n=1}^{\infty}(\overline{\alpha}_2^2\overline{r}_{R3}\overline{r}_{R1})^{n-1}\sum_{n=1}^{\infty}(\overline{\alpha}_1^2\overline{r}_{R2}\overline{r}_{R4})^{n-1} \times$$

$$\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\bar{\alpha}_1^2\,\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{R3}\,\bar{r}_{T2}^2\sum_{n=1}^{\infty}(\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R2}\,\bar{r}_{R1})^{n-1}\cdot\sum_{n=1}^{\infty}(\bar{\alpha}_1^2\,\bar{r}_{R2}\,\bar{r}_{R3})^{n-1}\right\}\bar{H}_I^{\,n-1} \quad \text{------ (2・3・25)}$$

（無限の反復反射）

また，$\bar{\alpha}_1\,\bar{\alpha}_2^7\,\bar{r}_{T2}\,\bar{r}_{T3}\,\bar{r}_{R1}^4\,\bar{r}_{R2}^4$ 以上の高次項は微小項として省略すると，式（2・3・25）は式（2・3・26）のように簡単化することができる．

$$\bar{R}_H^* = \bar{\alpha}_1\,\bar{\alpha}_2\,\bar{r}_{T2}\,\bar{r}_{T3}(1+\bar{r}_{R1})(1+\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{R2}+\bar{\alpha}_2^4\,\bar{r}_{R1}^2\,\bar{r}_{R2}^2)$$

$$+\bar{\alpha}_1^3\,\bar{\alpha}_2^3\,\bar{r}_{T2}^3\,\bar{r}_{T3}\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{R3}(1+\bar{r}_{R1})\,\bar{H}_I \quad \text{---------- (2・3・26)}$$

（有限の反復反射）

したがって，式（2・3・25）と式（2・3・26）に対応する無次元水位変動 $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ はおのおの式（2・3・27），式（2・3・28）となる．

$$\left|\frac{\bar{R}_H^*}{\bar{H}_I}\right| = \left|\bar{\alpha}_1\,\bar{\alpha}_2\,\bar{r}_{T2}\,\bar{r}_{T3}(1+\bar{r}_{R1})\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R2}\,\bar{r}_{R1}}\right)\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2\,\bar{r}_{R2}\,\bar{r}_{R3}}\right)\times\right.$$

$$\left.\left\{\frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2\,\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{R3}\,\bar{r}_{T2}^2\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R2}\,\bar{r}_{R1}}\right)\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2\,\bar{r}_{R2}\,\bar{r}_{R3}}\right)}\right\}\right| \quad \text{--------- (2・3・27)}$$

（無限の反復反射）

$$\left|\frac{\bar{R}_H^*}{\bar{H}_I}\right| = \left|\bar{\alpha}_1\,\bar{\alpha}_2\,\bar{r}_{T2}\,\bar{r}_{T3}(1+\bar{r}_{R1})(1+\bar{\alpha}_2^2\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{R2}+\bar{\alpha}_2^4\,\bar{r}_{R1}^2\,\bar{r}_{R2}^2)\right.$$

$$\left.+\bar{\alpha}_1^3\,\bar{\alpha}_2^3\,\bar{r}_{T2}^3\,\bar{r}_{T3}\,\bar{r}_{R1}\,\bar{r}_{R3}(1+\bar{r}_{R1})\right| \quad \text{---------- (2・3・28)}$$

（有限の反復反射）

まず，式（2・3・27）に式（2・3・17）を代入して，若干の代数計算を行なうと式（2・3・29）を得る．

$$\left|\frac{\bar{R}_H^*}{\bar{H}_I}\right| = N_3 / \sqrt{N_4} \quad \text{---------- (2・3・29)}$$

（無限の反復反射）

ただし，　$N_3 = \alpha_1\ \alpha_2\ r_{T2}\ r_{T3}\ \sqrt{1 + r_{R1}^2 + 2 r_{R1} \cos(\theta_{R1})}$ ---------- (2・3・30)

$$
\begin{aligned}
N_4 = \{ & 1 + \alpha_2^4\ r_{R1}^2 r_{R2}^2 + \alpha_1^4\ r_{R2}^2 r_{R3}^2 + \alpha_1^4 \alpha_2^4\ r_{R1}^2 r_{R3}^2 r_{R2}^4 + \alpha_1^4 \alpha_2^4\ r_{R1}^2 r_{R3}^2 r_{T2}^4 \\
& - 2\alpha_2^2\ r_{R1}\ r_{R2} \cos(-4\pi l_2/L + \theta_{R1} + \theta_{R2}) - 2\alpha_1^2\ r_{R2}\ r_{R3} \cos\left(\frac{-4\pi l_1}{L} + \theta_{R2} + \theta_{R3}\right) \\
& + 2\alpha_1^2 \alpha_2^2\ r_{R1}\ r_{R2}^2\ r_{R3} \cos\left(\frac{-4\pi l_1}{L} - \frac{4\pi l_2}{L} + \theta_{R1} + 2\theta_{R2} + \theta_{R3}\right) - 2\alpha_1^2 \alpha_2^2 r_{R1} r_{R3} r_{T2}^2 \cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L}\right. \\
& \left. - \frac{4\pi l_2}{L} + \theta_{R1} + \theta_{R3} + 2\theta_{T2}\right) + 2\alpha_1^2 \alpha_2^2 r_{R1}\ r_{R2}^2 r_{R3} \cos\left(\frac{-4\pi l_2}{L} + \frac{4\pi l_1}{L} + \theta_{R1} - \theta_{R3}\right) \\
& - 2\alpha_1^2 \alpha_2^4\ r_{R1}^2 r_{R2}^3 r_{R3} \cos\left(\frac{4\pi l_1}{L} - \theta_{R2} - \theta_{R3}\right) + 2\alpha_1^2 \alpha_2^4\ r_{R1}^2 r_{R2}\ r_{R3} r_{T2}^2 \cos\left(\frac{4\pi l_1}{L} + \theta_{R2} - \theta_{R3}\right. \\
& \left. - 2\theta_{T2}\right) - 2\alpha_1^4\ \alpha_2^2\ r_{R1}\ r_{R2}^3\ r_{R3}^2 \cos\left(\frac{4\pi l_2}{L} - \theta_{R1} - \theta_{R2}\right) + 2\alpha_1^4 \alpha_2^2 r_{R1} r_{R2} r_{R3}^2 r_{T2}^2 \cos\left(\frac{4\pi l_2}{L}\right. \\
& \left. - \theta_{R1} - 2\theta_{T2}\right) - 2\alpha_1^4 \alpha_2^4\ r_{R1}^2 r_{R2}^2 r_{R3}^2 r_{T2}^2 \cos(2\theta_{R2} - \theta_{T2}) \}
\end{aligned}
$$

---------- (2・3・31)

また，式(2・3・28)に式(2・3・17)を代入すると，式(2・3・33)をうる．

$$\left| \frac{\overline{R}_H^*}{\overline{H}_I} \right| = N_3 \times \sqrt{N_5}$$ ---------- (2・3・32)

（有限の反復反射）

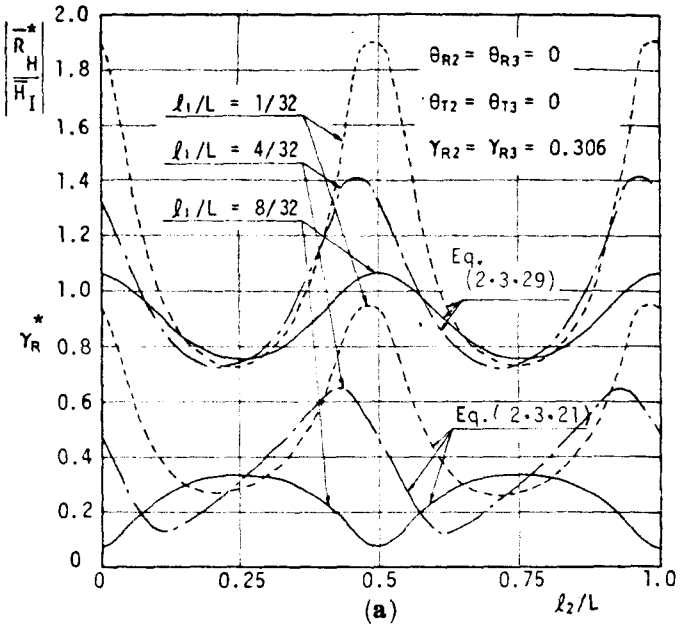
ただし，　
$$
\begin{aligned}
N_5 = \{ & 1 + \alpha_2^4\ r_{R1}^2 r_{R2}^2 + \alpha_2^8 r_{R1}^4 r_{R2}^4 + \alpha_1^4 \alpha_2^4\ r_{R1}^2 r_{R3}^2\ r_{T2}^4 \\
& + 2\alpha_2^2 r_{R1} r_{R2} \cos\left(-\frac{4\pi l_2}{L} + \theta_{R1} + \theta_{R2}\right) \\
& + 2\alpha_2^4\ r_{R1}^2 r_{R2}^2 \cos\left(-\frac{8\pi l_2}{L} + 2\theta_{R1} + 2\theta_{R2}\right) \\
& + 2\alpha_1^2 \alpha_2^2\ r_{R1} r_{R3} r_{T2}^2 \cos\left(\frac{-4\pi l_2}{L} - \frac{4\pi l_1}{L} + \theta_{R1} + \theta_{R3} + 2\theta_{T2}\right) \\
& + 2\alpha_2^6\ r_{R1}^3\ r_{R2}^3 \cos\left(-\frac{4\pi l_2}{L} + \theta_{R1} + \theta_{R2}\right) \\
& + 2\alpha_1^2 \alpha_2^4\ r_{R1}^2 r_{R2} r_{R3} r_{T2}^2 \cos\left(-\frac{4\pi l_1}{L} + \theta_{R3} - \theta_{R2} + 2\theta_{T2}\right) \\
& + 2\alpha_1^2 \alpha_2^6\ r_{R1}^3 r_{R2}^2 r_{R3} r_{T2}^2 \cos\left(\frac{-4\pi l_1}{L} + \frac{4\pi l_2}{L} - \theta_{R1} - 2\theta_{R2} + \theta_{R3} + 2\theta_{T2}\right) \}
\end{aligned}
$$

---------- (2・3・33)

2－2・3　消波特性

二重透過壁型の場合，γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ は式（2・3・21），式（2・3・24）と式（2・3・29），式（2・3・32）に示すように，r_{R2}，r_{R3}，r_{T2}，r_{T3}，θ_{R2}，θ_{R3}，θ_{T2}，θ_{T3}，l_1/L，l_2/L により複雑に変化する．ここでは，まず，$\theta_{R2}=\theta_{R3}=0$ の場合をとりあげて，γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ に及ぼす l_1/L，l_2/L，r_{R2}，r_{R3}，θ_{T2}，θ_{T3} の効果を明らかにしていく．なお，r_{T2} と r_{T3} は既述の r_T と同様透過壁での流量保存則より $r_{T2}=1-r_{R2}$，$r_{T3}=1-r_{R3}$ の関係が成立しているものとしてとりあつかう．

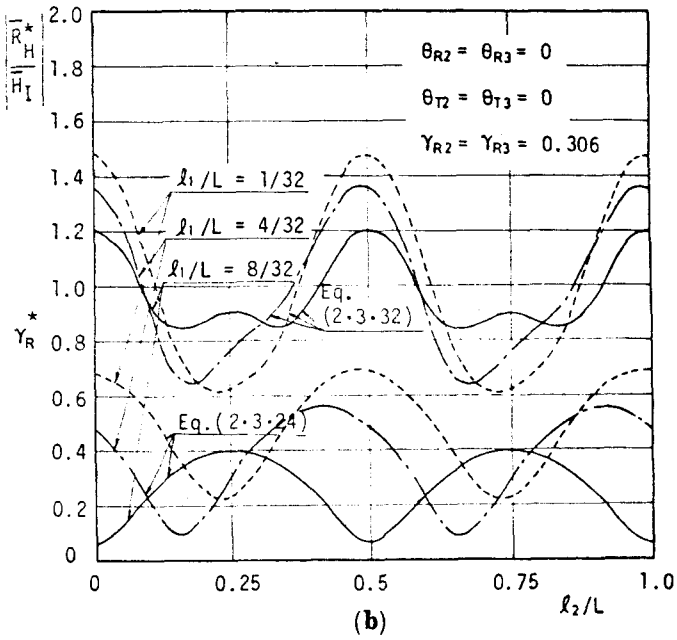
まず，無限の反復反射にもとづく理論式，式（2・3・21）と式（2・3・29）と有限の反復反射にもとづく理論値(式（2・3・24）と式（2・3・32))の差を明らかにする．二重透過壁型の場合，一例として図－2・3・8に示されているように，有限の反復反射の場合は，γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ の極大値と極小値の偏差は無限の反復反射の場合より小さい．このことは一重透過壁型と同様であって，高次の反復反射項を含むほど極大値と極小値の偏差は大きくなる．また，この二重透過壁型の γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ については，有限および無限の反復反射の両方とも l_1/L を固定して考えた場合，l_2/L の増大にともない，また l_2/L を固定して考えた場合，l_1/L の増大にともない周期的に変化するが，$\theta_{R2}=\theta_{R3}=0$　$\theta_{T2}=\theta_{T3}=0$ の透過壁で波の位相のずれない場合でも（図－2・3・8 参照）一重透過壁型の場合と異なり $l/L=(l_1+l_2)/L=\frac{1}{4}(2N-1)$，N=1，2，3，…で極小値を，$l/L=\frac{1}{4}(2N)$，



※図－2・3・8　γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ に及ぼす l_2/L の効果

（$r_{R2}=r_{R3}=0.306$ の場合）

N＝1，2，3，…で極大値を一般的には示さず，l_1/L，l_2/L，r_{R2}，r_{R3} の値により著しく変化する．また γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ ともにその極大値および極小値は $(l_1+l_2)/L=1/2$ 間隔で規則的に変化するが，図－2・3・8に示されているように，透過壁で波の位相のずれない場合でも，一重透過壁型と異なり γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ は同一の $(l_1+l_2)/L$ に対して同時に極小値をとることは一般的には認められない．なお，

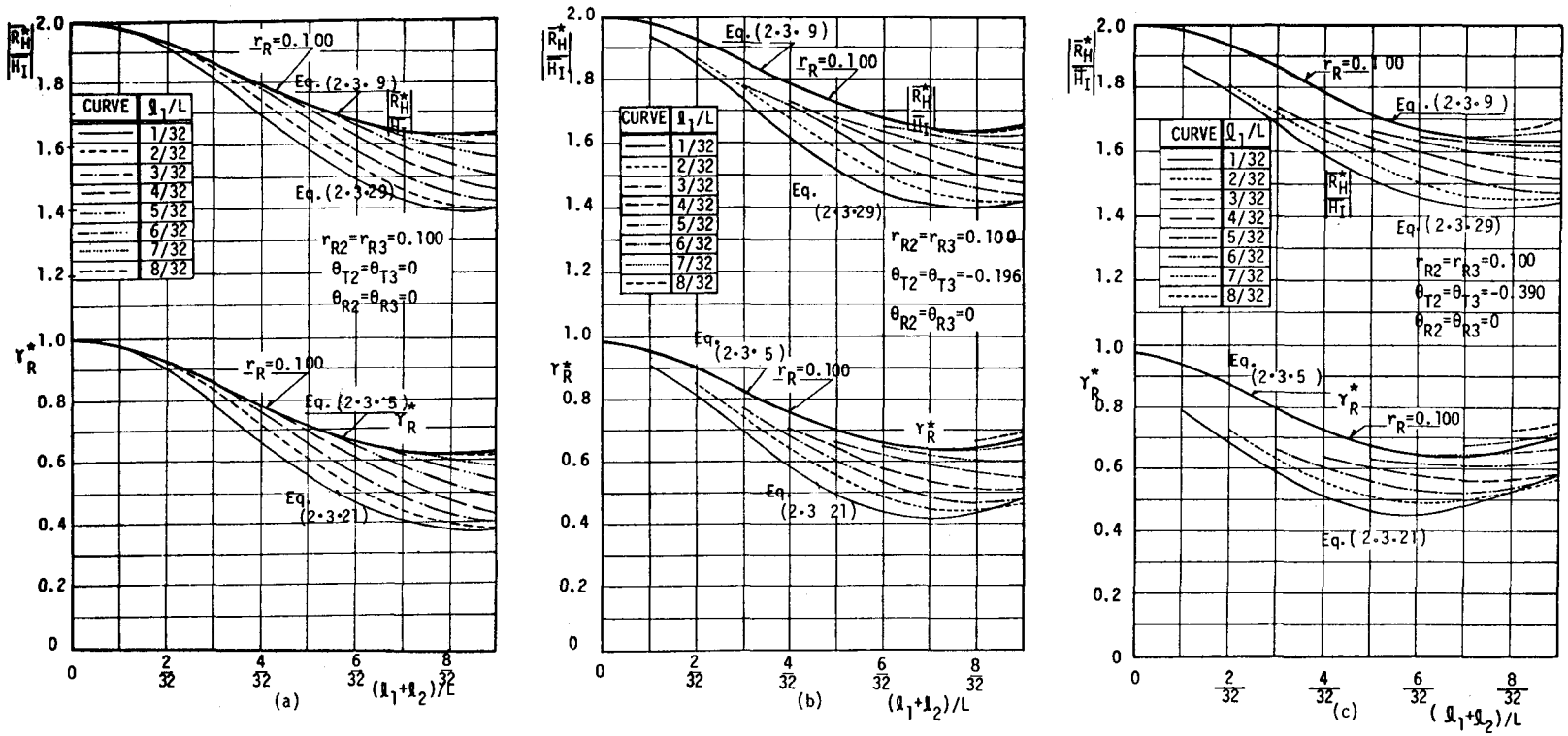


※図－2・3・8　γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ に及ぼす l_2/L の効果
（$r_{R2}=r_{R3}=0.306$ の場合）

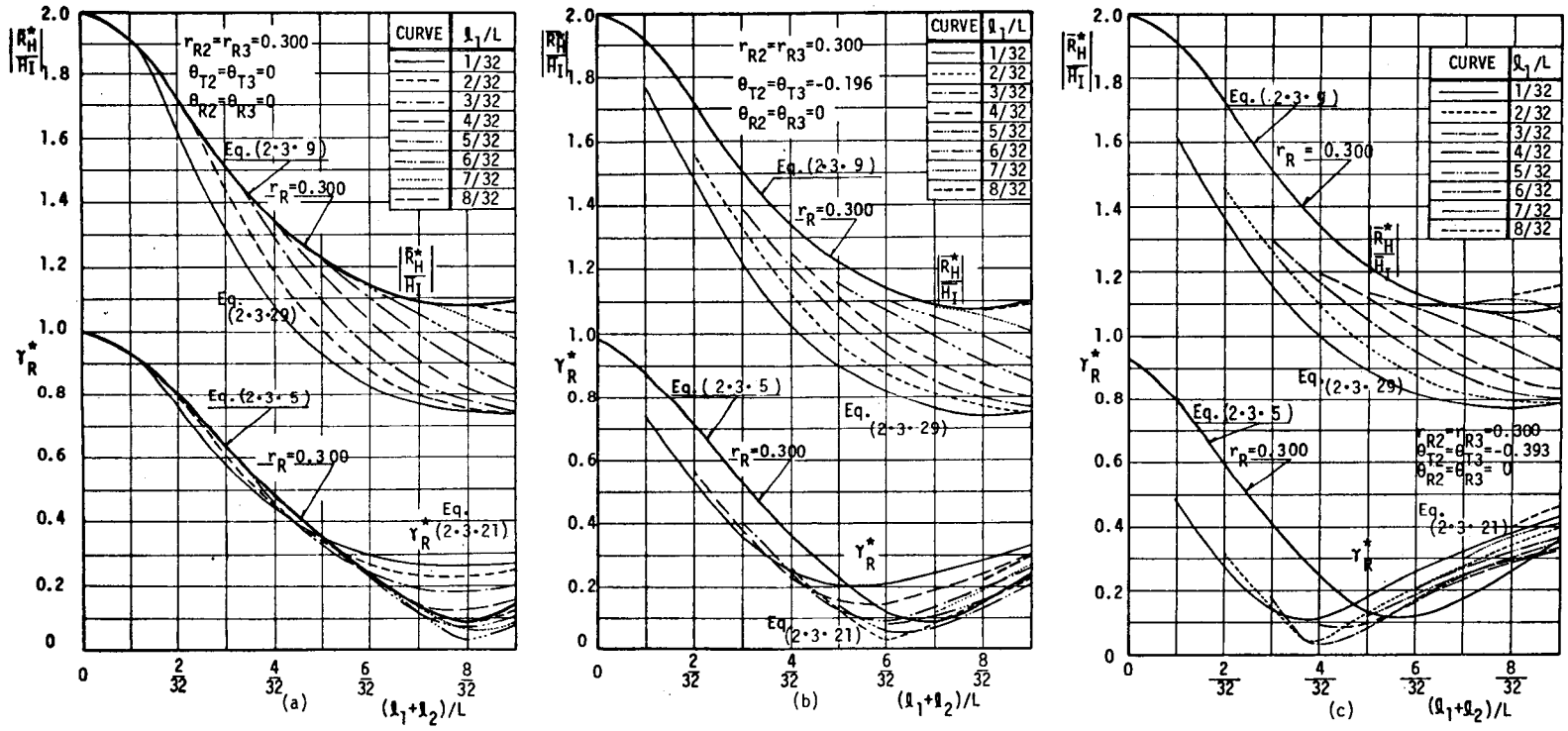
図－2・3・8に示す $l_1/L=8/32$ の場合には $(l_1+l_2)/L=3/4$ で γ_R^* は極小値となるが，$|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ は逆に極大値を示しており，γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ を同時に極力小さくして消波効果を高めるには r_{R2}，r_{R3}，l_1/L，l_2/L，などの組合せを慎重に決めなければならない．

さて，工学的な立場からいえば，この種の消波岸壁で消波効果の高い全遊水部長 l（$=l_1+l_2$）は来襲入射波長Lの1/4以内のできるだけ小さいことが望ましい．そこで，$l/L=(l_1+l_2)/L$ として，l/L が1/4以内の範囲に限定して，γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の消波特性を詳細にさらに論じていくこととする．なお，後述の第3節の水理実験で無限の反復反射に基づく式（2・3・21）と式（2・3・29）の方が有限の反復反射に基づく式（2・3・24），式（2・3・32）の値より比較的よく実験値と一致することが明らかにされるため，以下の論議はすべて式（2・3・21）と式（2・3・29）にもとづいておこなう．また，透過壁での位相のずれ θ_{T2} と θ_{R2} については，透過壁としては縦スリット壁を想定して，第3節で詳述するように，$\theta_{R2}=0$ とする．

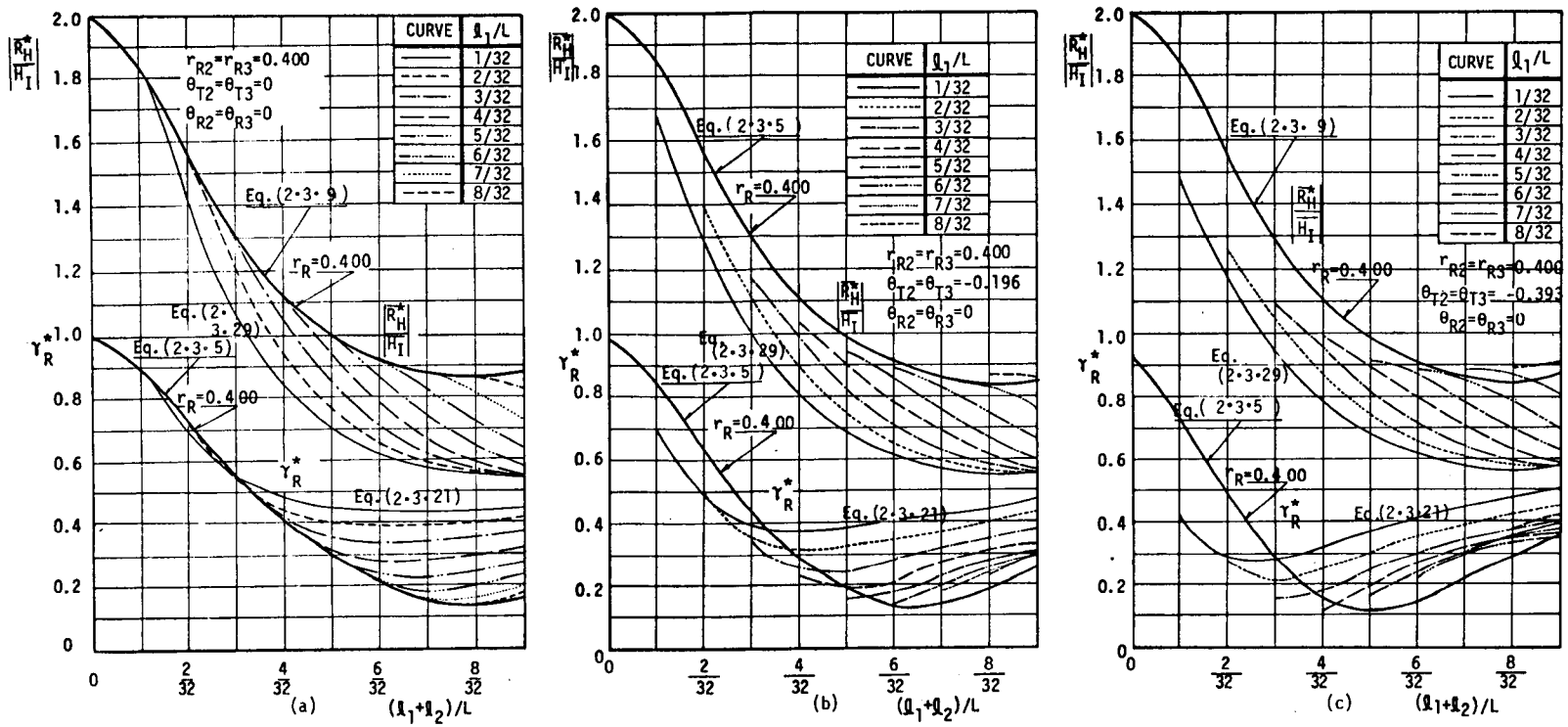
まず，同一の特性を有する透過壁を2重に用いる場合をとりあげる．このうち，$r_{R2}=r_{R3}=0.100$，0.300，0.400の場合の γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ に及ぼす $(l_1+l_2)/L$ の効果を



図－2·3·9　γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ と $(l_1+l_2)/L$ の関係（$r_{R2}=r_{R1}=0.100$ の場合）



図－2・3・10　γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ と $(l_1+l_2)/L$ の関係（$r_{R2}=r_{R3}=0.300$ の場合）



図－2·3·11　γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ と $(l_1+l_2)/L$ の関係（$r_{R2}=r_{R3}=0.400$ の場合）

l_1/L をパラメーターにして，数例として $\theta_{T2}=\theta_{T3}=0$，$-0.196$ (rad.)，-0.393 (rad.) の場合に示したのが，図－2・3・9 (a)，(b)，(c)～図－2・3・11.(a)，(b)，(c) である．同図からも判明するように，γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ は $r_{R2}(=r_{R3})$，l_1/L，$(l_1+l_2)/L$ により大きく左右される．その特色を述べると以下の如くである．

(i) γ_R^* に及ぼす l_1/L と r_{R2} の効果：$r_{R2}\cong 0.300$ を境にして著しく異なる．図－2・3・9，図－2・3・10 に示すように，$r_{R2}=r_{R3}<0.300$ では同一の $(l_1+l_2)/L$ に対し，l_1/L の小さいほど γ_R^* が小さくなるのに対し（ただし $1/32\leqq l_1/L\leqq 8/32$ の範囲内で），$r_{R2}=r_{R3}\geqq 0.400$ では同一の $(l_1+l_2)/L$ に対し，逆に l_1/L が小さいほど γ_R^* が大きい．

(ii) γ_R^* に及ぼす $\theta_{T2}(=\theta_{T3})$ の効果：$\theta_{T2}(=\theta_{T3})$ が 0，0.196 (rad.)，0.393 (rad.) と大きくなるにつれて γ_R^* の極小値を与える $(l_1+l_2)/L$ の値が小さくなり，一重透過壁と同様の傾向を示す．

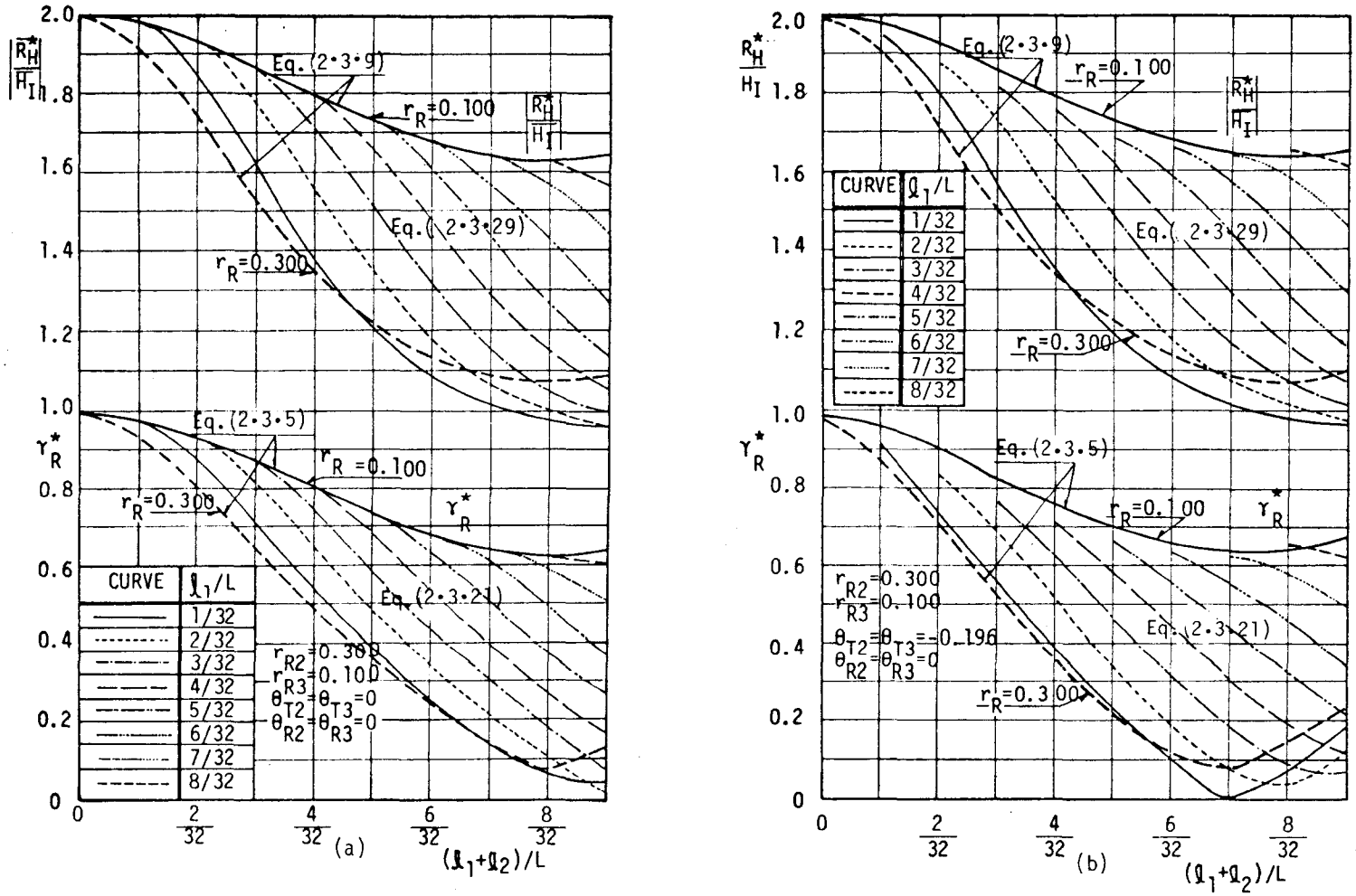
一方，$|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ については，上述の γ_R^* とは異なり同一の $(l_1+l_2)/L$ に対し，l_1/L が小さいほど小さくなりこの傾向は $r_{R2}(=r_{R3})$，$(0<r_{R2}<1.0)$ と $\theta_{T2}(=\theta_{T3})$ の値には無関係である．また，$|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ は r_{R2} が大きいほど小さくなり，$|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の低減には $r_{R2}(=r_{R3})$ の値を大きくすればよいということも計算値から確認できる．

以上，$r_{R2}=r_{R3}$，$\theta_{T2}=\theta_{T3}$ $(\theta_{R2}=\theta_{R3}=0)$ の場合の γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の特性について述べてきた．なお，r_{R2} と r_{R3} の値が異なる場合は，一例として図－2・3・12，図－2・3・13 に示されているように，r_{R2}，r_{R3}，l_1/L，l_2/L，θ_{T2}，$(=\theta_{T3})$ により γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の特性が複雑に変化する．

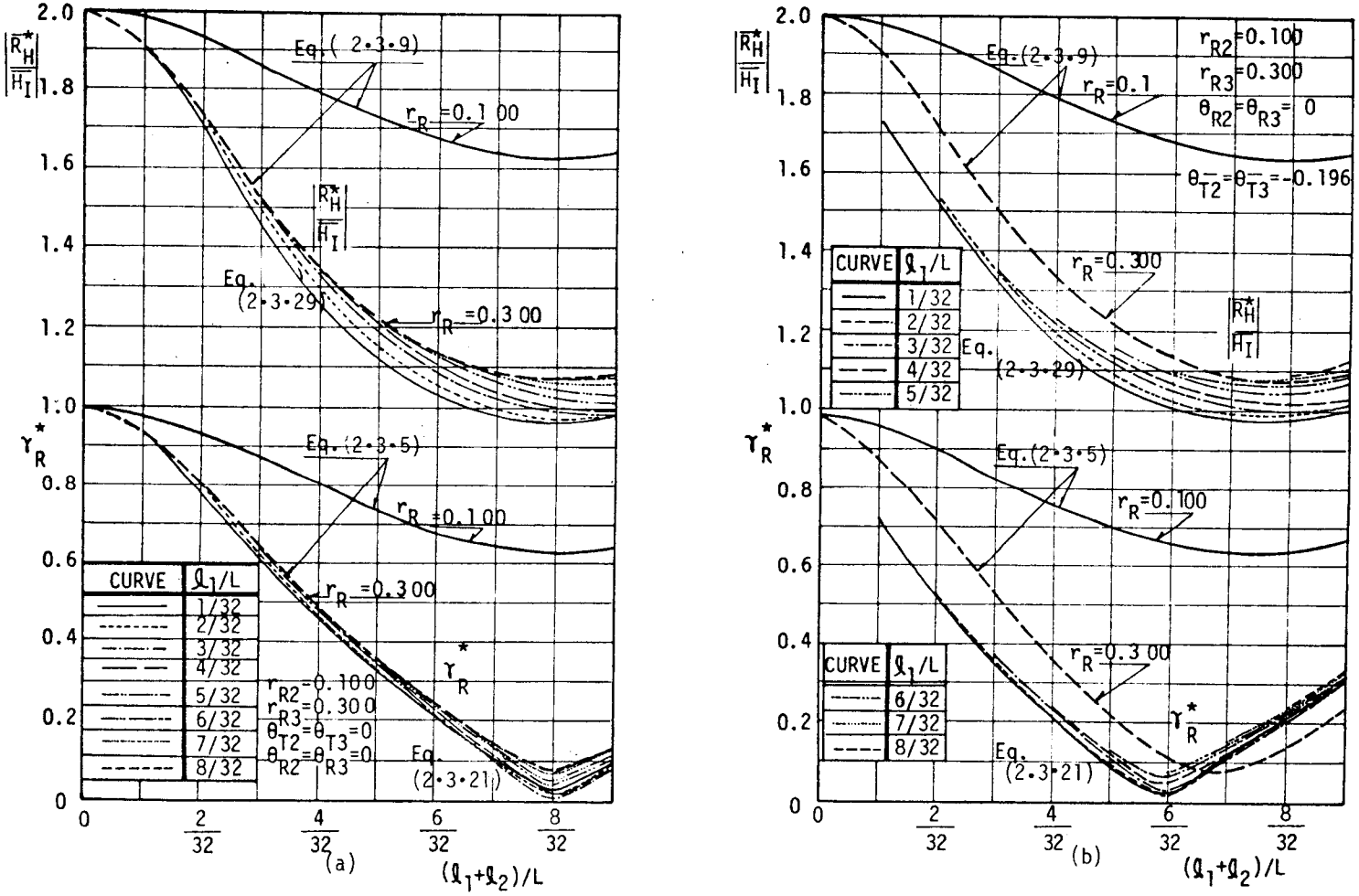
2－2・4　一重透過壁型と二重透過壁型の消波効果の差異

二重透過壁型の場合は2つの遊水部をもつため，γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の特性は一重透過壁型と大きく異なってくる．上述の 2－2・3 では二重透過壁で波の位相がずれない場合でも，一重透過壁型と異なり，同一の $(l_1+l_2)/L$ に対して一般的には γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ は同時に極小値を示さないことを指摘したが，ここではさらに，γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の定量的な差異について述べておこう．

図－2・3・9 ～ 図－2・3・11 には比較のため一重透過壁型の γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の計算値が太い実線で示してある（γ_R^* は式(2・3・5)，$|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ は式(2・3・9) の値を示す）．同図に示す，$r_{R2}=r_{R3}$，$\theta_{T2}=\theta_{T3}$ の場合は，$\theta_{T2}=\theta_{T3}=0$ に対して，$r_{R2}=r_{R3}\leqq$



図－2・3・12　γ_R^*と$|\overline{\mathbf{R}}_H^*/\overline{\mathbf{H}}_I|$と$(l_1+l_2)/\mathbf{L}$の関係（$\mathbf{r}_{R2}=0.300$，$\mathbf{r}_{R3}=0.100$の場合）



図－2・3・13　γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ と $(l_1+l_2)/L$ の関係，（$r_{R2}=0.100, r_{R3}=0.300$ の場合）

0.200 の範囲では，図－**2・3・9** (a)にも示すように，二重透過壁型の方が，一重透過壁型よりγ_R^*が小さくて有利であるが，$r_{R2}=r_{R3}\geqq 0.400$ の範囲になると図－**2・3・11** に示すように，$0<(l_1+l_2)/L\leqq 3/32$ では両方の型とも大差がないが，$3/32<(l_1+l_2)/L<9/32$では二重透過壁型の方が一重透過壁型よりγ_R^*が逆に大きくなり不利となる．また，透過壁での位相のずれ$\theta_{T2}(=\theta_{T3})$が大きくなると，図－**2・3・11**(b)(c)に示すように，$r_{R2}(=r_{R3})\geqq 0.400$の場合においても，$(l_1+l_2)/L\cong 2/32\sim 4/32$ といった無次元遊水部長の小さい範囲に対し，二重透過壁型の方が一重透過壁型よりγ_R^*が小さくなり，位相のずれる方が二重透過壁型にする利点があるといえる．一方，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ については，$0\leqq\theta_{T2}(=\theta_{T3})\leqq -0.393$ の位相のずれに対し，$(l_1+l_2)/L\leqq 7/32$，$l_1/L\leqq 6/32$の無次元遊水部長を用いる限り常に二重透過壁型の方が一重透過壁型より小さくなりきわめて好都合である．しかし，この特性は同一の水理特性を有する透過壁を二重に用いる場合にいえることであって，r_{R2} と r_{R3}の値が異なると図－**2・3・13** に示すように，一重透過壁型より大きくなる場合があるのでγ_R^*と同様，γ_{R2}，r_{R3}，l_1/L，l_2/L，θ_{T2}，θ_{T3} による変化は複雑である．

このように，二重透過壁を有する鉛直消波岸壁では，r_{R2}，r_{R3}，l_1/L，l_2/L，θ_{R2}，θ_{T2}，θ_{R3}，θ_{T3} の各要素が重要な要素となるため，消波効果を最大にならしめるための透過壁の水理特性と遊水部長は式(2・3・21)あるいは式(2・3・29)より慎重に決めなければならない．

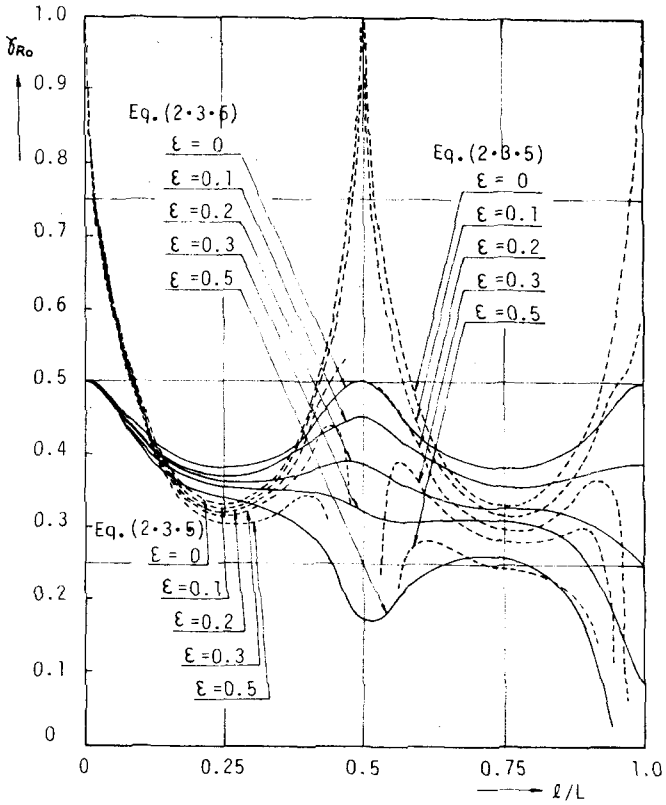
2－3　最大の消波効果をもたらす岸壁構造

消波岸壁の反射率γ_R^*については，$r_{R2}=0$，$r_{R3}=0$ で $r_{R1}=1.0$ と $r_{R3}=1.0$，$r_{R2}=1.0$ の両極端の場合は $r_R^*=1.0$ となるのでγ_R^*を与えられた遊水部長lに対して最小にする透過壁の水理特性が決まるはずである．以下，一重透過壁と二重透過壁の場合について述べていく．

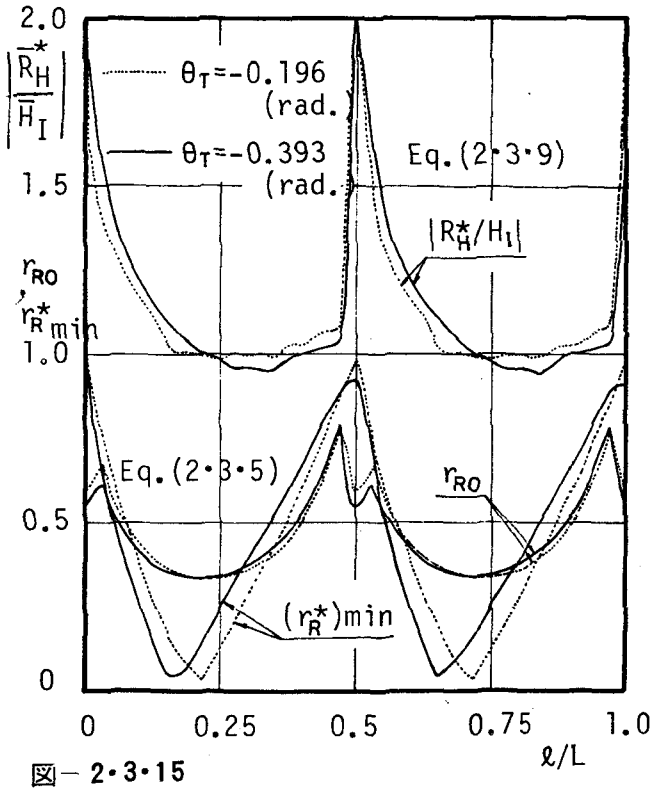
2－3・1　一重透過壁の場合

透過壁では**第2編第2章**で既に明らかにしたように，$r_{R2}+r_{T2}=1.0$ となるので，$r_{T2}=1-r_{R2}$ を式(2・3・5)と式(2・3・6)に代入し，γ_R^*をlとr_{R2}の関数にする．ついで，$\partial(\gamma_R^*)/\partial r_{R2}=0$ を満す解の中でγ_R^*を最小にする r_{R2}の値をr_{R0} と表現し直して l/L との関係を示すと図－**2・3・14** と図－**2・3・15** をうる．

なお，図－2・3・14は透過壁で波の位相がずれない場合の r_{R0} のみを示したものであり，実線は有限な反復反射にもとづく式(2・3・6)の値，点線は無限の反復反射にもとづく式(2・3・5)の値を示したものである．図－2・3・15は，透過壁で透過波の位相 θ_{T2} のみがずれる場合の r_{R0} とそれに対する γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の値を同時に示したものであり，この場合は後述する水理実



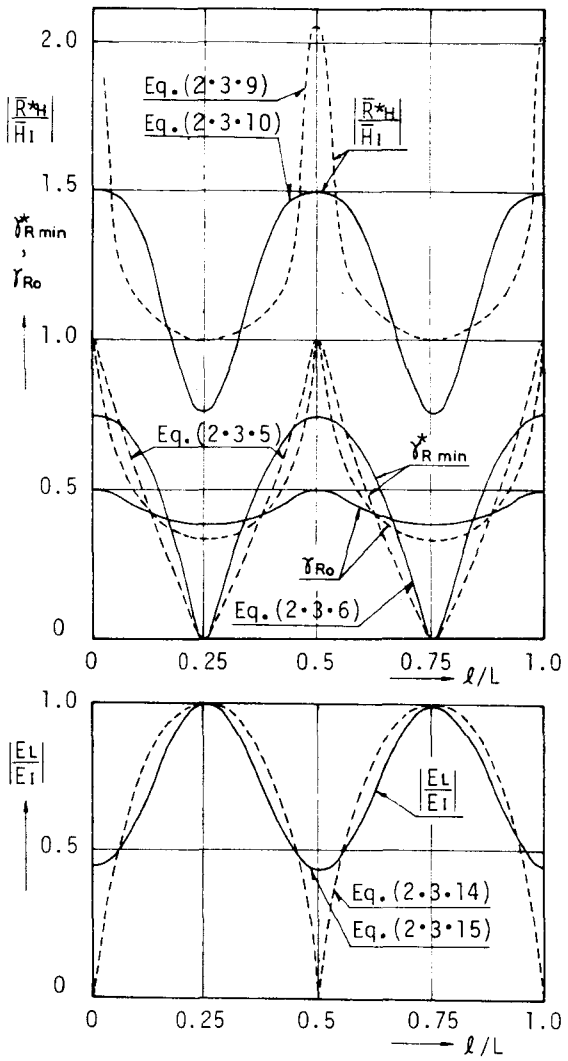
図－2・3・14　γ_{R0}^*を最小にする最適な r_R の値 r_{R0} について（$\theta_T = 0$ の場合）



図－2・3・15
r_{R0} の値と (γ_R^*)min，$|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の値について（θ_T ＝－0.196(rad.)，－0.303(rad.)の場合）

験値とよく合う式(2・3・5)，式(2・3・9)に対する値のみが示されている．透過壁で位相のずれない場合（$\theta_{T2} = \theta_{R2} = 0$）は，図－2・3・14に示すように，$\gamma_R^*$ を最小にする r_{R0} は式(2・3・5)，式(2・3・6)の両方とも ε が大きくなるにつれて小さくなっており，$1/8 < l/L < 3/8$，$5/8 < l/L < 7/8$ の範囲では両者は比較的よく一致した値となる．なお，式(2・3・5)については l/L が式(2・3・12)を満すとき，特に $\varepsilon = 0$ の場合

には$\gamma_R^* = 1.0$となるため，r_{R0}は決定されない．また$\epsilon > 0$のときは$r_{R0} > 1.0$となり，$0 \leqq r_{R0} \leqq 1.0$の範囲には解は存在しなくなる．一方，式(2・3・6)の簡略式の方は$\epsilon \leqq 0.2$では$l/L = 1/4(2N-1)$，$N = 1, 2$でr_{R0}は極小，$l/L = 1/4(2N)$，$N = 1, 2$，で極大値をとり，γ_R^*と同特性を示す．既に指摘してきたように，最大の消波効果をもたらすには，l/Lを式(2・3・11)を満すようにしたらよいが，この位置における$\epsilon = 0$の場合のγ_R^*を最小にする最適な透過壁のr_{R0}は式(2・3・5)によれば0.33程度，式(2・3・6)によれば0.38程度となる．**図－2・3・16**はr_{R0}に対する(**図－2・3・14**)最小反射率$(\gamma_R^*)_{min}$と最大エネルギー損失$(E_L/E_I)_{max}$と$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$を$\epsilon = 0$の場合について示したものである．同図からは，最も反射率の小さくなるのはl/Lが式(2・3・11)を満すときで$(\gamma_R^*)_{min} = 0$と理論的に完全消波が可能となることが判明する．透過壁で位相θ_{T2}がずれる場合は，**図－2・3・15**に示すように，$\theta_{T2} = 0$の場合，(**図－2・3・14**参照)とは異なるが，$|\theta_T| \leqq -0.393$ rad.の範囲では最小の反射率$(\gamma_R^*)_{min}$を与えるr_{R0}の値については，$0.15 < l/L < 0.25$で$r_{R0} = 0.33$程度で$\theta_T = 0$の場合と大きな差異はない．



図－2.3.16　r_{R0}の値と(γ_R^*)min，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ E_L/E_Iの関係($\epsilon = 0$，$\theta_T = 0$の場合)

2－3・2　二重透過壁の場合

この場合の消波効果は，式(2・3・21)よりえられるが，同式を解析的に解くことはきわめて困難であるので，数値計算によりその概略値を求めると表－2・3・1に示す結果をうる．なお同表は，全遊水部長$(l_1+l_2)/L=2/32\sim8/32$の7種類に対し，γ_R^*を

表－2・3・1　最小の反射率

l/L	l_1/L	l_2/L	r_{R2}	r_{R3}	γ_R^*	$\lvert\bar{R}_H^*/\bar{H}_I\rvert$	r_R	γ_R^*	$\lvert\bar{R}_H^*/\bar{H}_I\rvert$
0.062	0.031	0.031	0.075	0.575	0.668	1.172	0.575	0.668	1.182
0.094	0.063	0.031	0.075	0.475	0.535	1.107	0.475	0.535	1.131
0.125	0.094	0.031	0.125	0.425	0.414	1.049	0.375	0.415	1.114
0.156	0.125	0.031	0.075	0.375	0.303	1.042	0.375	0.303	1.046
0.187	0.156	0.031	0.150	0.350	0.199	1.013	0.350	0.199	1.022
0.219	0.125	0.094	0.075	0.325	0.100	1.005	0.350	0.102	0.977
0.250	0.219	0.031	0.325	0.325	0.003	0.984	0.325	0.019	1.019
二重透過壁型							一重透過壁型		
$\theta_{R2}=\theta_{R3}=0$，$\theta_{T2}=\theta_{T3}=0$									

l/L	l_1/L	l_2/L	r_{R2}	r_{R3}	γ_R^*	$\lvert\bar{R}_H^*/\bar{H}_I\rvert$	r_R	γ_R^*	$\lvert\bar{R}_H^*/\bar{H}_I\rvert$
0.062	0.031	0.031	0.075	0.450	0.432	1.195	0.525	0.571	1.301
0.094	0.063	0.031	0.075	0.400	0.301	1.121	0.450	0.421	1.187
0.125	0.031	0.094	0.075	0.350	0.185	1.075	0.400	0.292	1.114
0.156	0.031	0.125	0.075	0.325	0.078	1.035	0.375	0.177	1.046
0.187	0.156	0.031	0.275	0.325	0.003	1.030	0.350	0.070	1.022
0.219	0.031	0.188	0.300	0.100	0.001	1.012	0.325	0.040	1.034
0.250	0.062	0.188	0.325	0.075	0.006	0.993	0.325	0.132	1.019
二重透過壁型							一重透過壁型		
$\theta_{R2}=\theta_{R3}=0$，$\theta_{T2}=\theta_{T3}=-0.196$ rad.									

l/L	l_1/L	l_2/L	r_{R2}	r_{R3}	γ_R^*	$\lvert\bar{R}_H^*/\bar{H}_I\rvert$	r_R	γ_R^*	$\lvert\bar{R}_H^*/\bar{H}_I\rvert$
0.062	0.031	0.031	0.075	0.375	0.175	1.186	0.500	0.450	1.357
0.094	0.063	0.031	0.075	0.350	0.056	1.117	0.425	0.290	1.243
0.126	0.063	0.063	0.225	0.300	0.003	1.114	0.375	0.157	1.170
0.157	0.094	0.063	0.400	0.250	0.005	1.078	0.350	0.041	1.102
0.188	0.063	0.125	0.350	0.125	0.010	1.057	0.350	0.069	1.022
0.219	0.156	0.063	0.650	0.275	0.014	0.652	0.325	0.165	1.034
0.250	0.156	0.094	0.550	0.225	0.004	0.701	0.350	0.256	0.963
二重透過壁型							一重透過壁型		
$\theta_{R2}=\theta_{R3}=0$，$\theta_{T2}=\theta_{T3}=-0.393$ rad.									

最も小さくするr_{R2}，r_{R3}，l_1/L，l_2/Lの組合せを$\theta_{R2}=\theta_{R3}=0$の場合について，$\theta_{T2}=\theta_{T3}=0$，$-0.196$(rad)，$-0.393$(rad.)の3つの値別に示したもので，計算は$r_{R2}$と$r_{R3}$

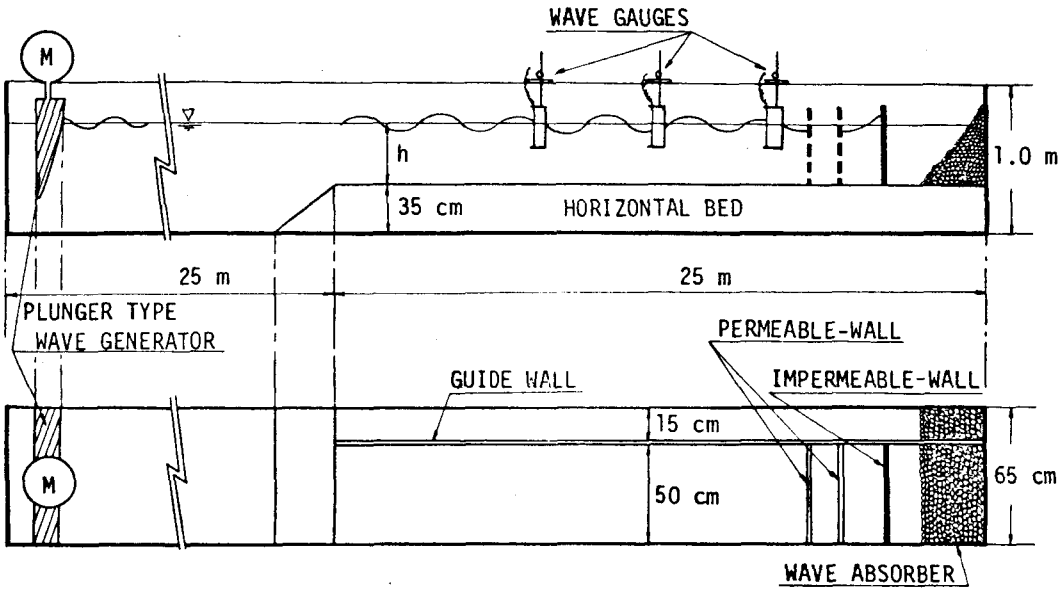
はともに0.075 から0.700 の範囲をほぼ0.025 間隔で，l_1/L と l_2/L はともに0.031 から0.250 の範囲をほぼ0.031 間隔で変化させておこなったものである．また，γ_R^* を最小にする組合せが複数個ある場合はその中で $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ を最小にする組合せを採用しているので，γ_R^* に対応する $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の値も同時に示してある．さらに，同表には既述の一重透過壁型の γ_R^* の最小値とそのときの r_R の値と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の値が比較のため示されている．

同表によれば，透過壁で位相のずれない場合は，二重透過壁型の最小の反射率は一重透過壁型と差異はほとんどない．しかし，透過壁で波の位相がずれるにともない，同一の l/L に対し二重透過壁型の最小の反射率が一重透過壁型より小さくなり消波効果が高くなることが明らかである．また，$|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ については二重透過壁型の方が僅か一例を除いて全て一重透過壁型よりも小さく，この面についても二重透過壁型の方が優れている．また，**表－2·3·1** に示されているように，無次元遊水部長 l/L は二重透過壁型の方が一重透過壁型よりかなり小さくても γ_R^* は充分小さくなり，例えば，$\theta_{T2}=\theta_{T3}=-0.196$(rad.) では $l/L=1/8$ で $r_{R2}=0.075$，$r_{R3}=0.350$，$l_1/L=0.031$，$l_2/L=0.094$ で $\gamma_R^*=0.185$，$|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|=1.075$ となり消波効果は充分高いことが期待される．

第3節　規則波による水理実験

3－1　実験装置と実験方法

前節の理論解析の妥当性を検討するため二次元造波水槽で水理実験をおこなった．用いた水槽は大阪大学工学部土木工学教室にある屋外鋼製造波水槽（長さ50^m×幅0.65^m × 高さ0.9^m）である．実験は一重透過壁型の場合はS＝1/15 の一様勾配の傾斜水域と一定水深水域の両方でおこない，前者では砕波を含めて shoaling による波の変形のある場合，後者では shoaling による波の変形のない場合の鉛直消波岸壁による波の変形を検討する．一方，二重透過壁型の場合は，一定水深域の水域のみに対して水理実験をおこなった．なお，一定水深域の状況は図－**2·3·17** に示すように造波機の設置してある水槽端から25^m 離れた地点より小段を設けて水深を浅くし（25^{cm} あるいは22^{cm}），この水域の後端部に消波岸壁を設置している．なお，消波岸壁の模型幅の関係で，水路を2分割し幅の広い方の水路（50^{cm}）に消波岸壁を設置している．実験波および水位変動は全て電気抵抗線式水位計で計測し，その計測時間は消波岸壁からの反射波が再入射しない範囲



図－2・3・17 実 験 装 置

である．またその記録は全てペン・レコーダーでおこなっている．消波岸壁前面の合成波高は原則として1cm 間隔でほぼ一波長間にわたり計測したが必要な場合にはさらに間隔を密にして計測した．そしてこの合成波高よりHealyの方法で消波岸壁の反射率を求めた．一方，遊水部内の水位変動は不透過壁面上の水位変動を計測して代表させている．実験諸元は表－2・3・2（一重透過壁型）と表－2・3・3（二重透過壁型）に示されている．なお，同表でBは透過壁厚，Dは円孤直径，mは開口比である．

透過壁自体の反射率は背後に不透過壁面を置かない状態での壁前面の合成波高分布からHealyの方法で求め，透過率については壁背面より1/2波長離れた地点の波高を採用して算定した．透過壁による反射波の位相のずれ（θ_R）については，壁前面の部分重複波高の波高分布から算定したが，著者らの用いた多孔壁，縦スリット壁と鉛直ブロック壁の両方とも前面の合成波高分布は壁面で最大値をとり，また壁面から沖方向ほぼ1/4波長離れた地点で最小値を示すため，反射波の位相のずれ$\theta_{R2}=0$として取り扱えることが判明した．一方，透過波の位相のずれ（θ_{T2}）については，壁後面上（岸側）とそれより6cm岸側（ほぼ1/25波長）に離れた2地点で計測された水面波形の峰と壁前面上（沖側）で計測された水面波形の峰の位相のずれより算定した．その結果，壁厚0.6cmの多孔壁については透過波の位相のずれは$\theta_T \cong 0$となること，壁厚1.5cmの縦スリット壁については$\theta_T \cong$

表－2・3・2　実験諸元（一重透過壁の場合）

壁厚：B	記　号	S＝0 数　値	S＝1/15 数　値
0.8cm（多孔壁）	波形勾配：H_0/L_0	0.01,0.02,0.03	0.01,0.02,0.03,0.04
	壁厚・孔径比：B/D	0.366,0.68,1.36	0.366
	比水深：h/L	0.133,0.210,0.284	0.026,0.0497,0.0714
	孔径・波高比：D/H_0	0.35,0.68,1.18	0.26,1.18
	無次元遊水部長：l/L	0.044～0.750	0～0.50
	開口比：m	0.100～0.450	0.186
1.5cm（縦スリット壁）	波形勾配：H/L	0.024，0.028	
	壁厚・波長比：B/L	0.013	
	比水深：h/L	0.159	
	無次元遊水部長：l/L	0～1.0	
	開口比：m	0.111～0.300	
11.3cm 22.6cm（鉛直ブロック壁）	波形勾配：H/L	0.038	
	壁厚・波長比：B/L	0.0715,0.143	
	比水深：h/L	0.159	
	無次元遊水部長：l/L	0～1.0	
	開口比：m	0.50	

－0.151(rad.)となった．またB＝11.3cmと22.6cmの鉛直ブロック壁については，おのおの$\theta_T \cong -0.452$(rad.)と$\theta_T \cong -0.898$(rad.)となり，この場合$\theta_T \cong -2\pi B/L$の値となる事が判明した．なお，鉛直消波岸壁は波により振動しないように固定されている．以後実験結果にもとづき，前節の理論の妥当性について論じていく．

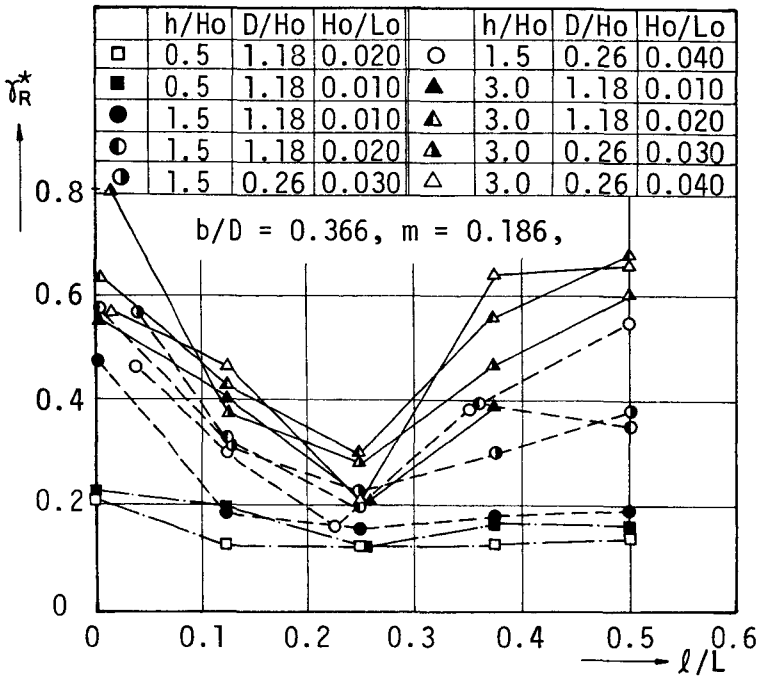
表－2・3・3 実験諸元（二重透過壁の場合）

記　号	数　値
設置水深：h(cm)	22.0
透過壁厚：B(cm)	1.5
周　期：T(sec)	1.0
比水深：h/L	0.159
入射波高：H(cm)	3.0，3.5
波形勾配：H/L	0.024～0.028
無次元遊水部長：l_1/L	0～8/32
無次元遊水部長：l_2/L	0～24/32
無次元遊水部長：l/L	0～24/32

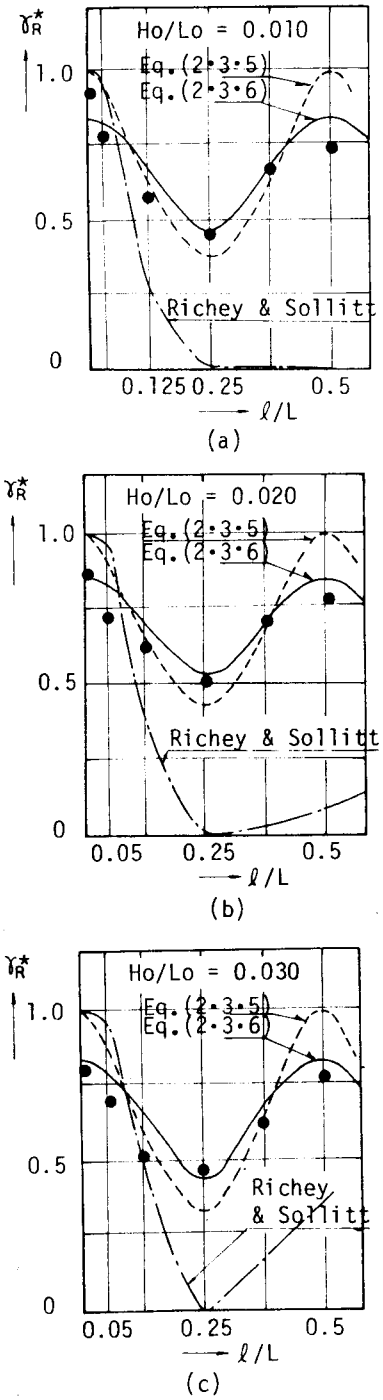
3－2　一重透過壁の場合

3－2・1　反射率 γ_R^*

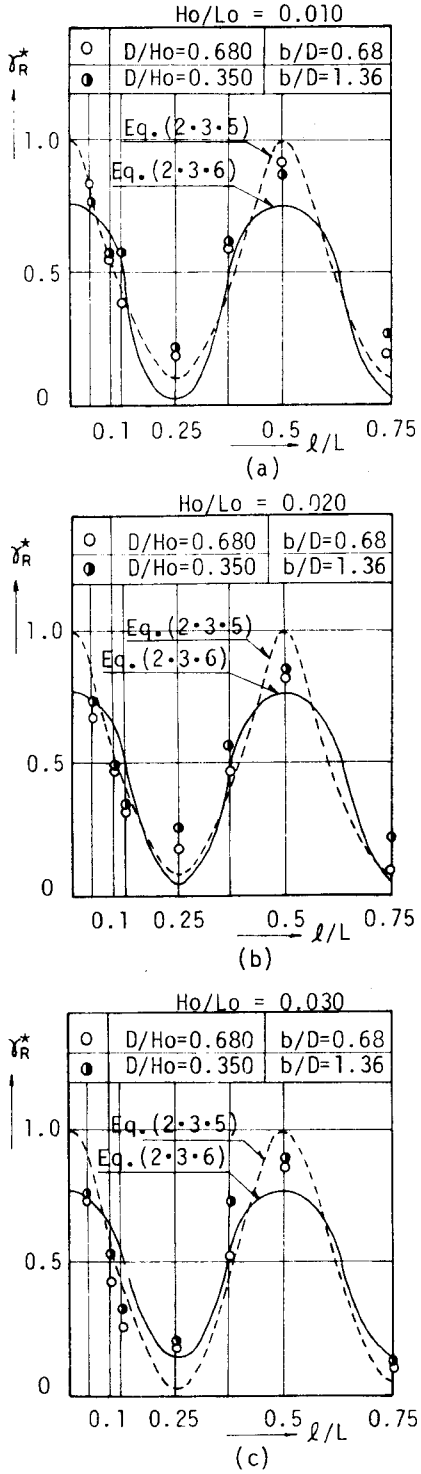
まず最初に，透過壁で位相のずれない場合を取りあげる．図－2・3・18はS＝1/15の一様傾斜面の値であるが，γ_R^*に及ぼす l/Lの効果は透過壁部の設置水深 h/H_0 の値により異なり，$h/H_0=0.5$ のように砕波点以浅に鉛直消波岸壁が設置される場合は l/Lの変化に伴う γ_R^*の変化は，l/L＝0.25で小さく，l/L＝0.50で大きくなるが，その差は僅かであってきわめて変化がないことが認められる．これは砕波後のように波の減衰が大きい場合には遊水部での波の反復反射により生じる波の位相差による消波効果より砕波による波自体の減衰が大きいためで，このことは既述の図－2・3・2と図－2・3・3に示す式（2・3・5）と式（2・3・6）の理論値の傾向と一致している．一方，設置水深 $h/H_0=1.5$，3.0といった砕波点以深に消波岸壁が設置されると，γ_R^* は l/L＝0，0.5で大きく，$x=0.25$ で小さくなっており，遊水部での波の反復反射の効果が十分認められる．図－2・3・19，図－2・3・20はS＝0（水平床）の場合について示したもので，図－2・3・19中には遊水部内の水位が一様に上下するという考えのもとで解かれたRichey & Sollitt の解も比較のために示してある．なお，図－2・3・20には理論値が一つしか示されていないが，これは両方の実験値に対し同一の値を示すためである．図－2・3・19と図－2・3・20によれば，l/L＝1/4・(2N)，N＝0，1，2，…で γ_R^* は大きく，l/L＝1/4・(2N＋1)，N＝0，1，2，…で小さくなりS＝1/15の場合より遊水部での波の反復反射の効果が明確である．一方，Richey & Sollitt の値は l/L＞1/8 となると実験値との差異はきわめて大きく，ダッシュ



図－2・3・18　γ_R^*に及ぼす l/L の効果（S＝1/15の場合）

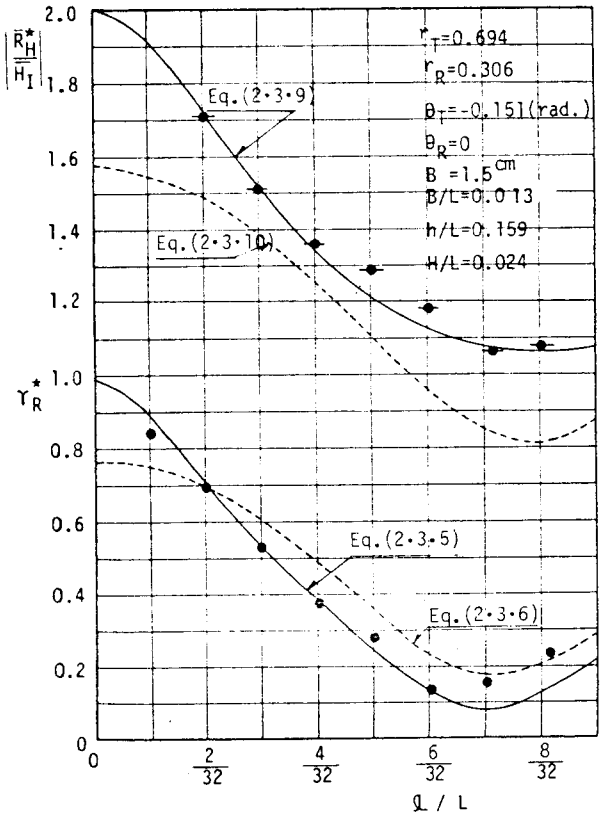


図－ 2・3・19　γ_R^*に及ぼす l/L の効果（B/D＝0.366，h/H＝10.1，S＝0，m＝0.186 の場合）



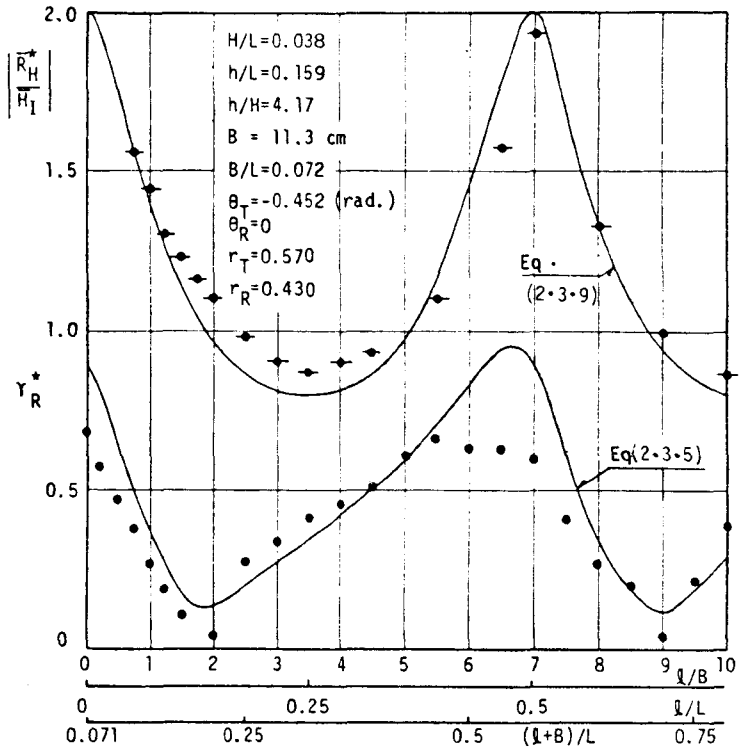
図－ 2・3・20　γ_R^*に及ぼす l/L の効果（S＝0，m＝0.186，h/H＝10.1 の場合）

ーポットのモデルを用いた上述の Richey & Sollitt の考え方では多孔壁鉛直消波岸壁の消波機構は物理的に説明できない．これは $l/L > 1/8$ と大きくなると多孔壁と不透過壁間の遊水部の水塊が，上下一様に昇降しないためで，Richey & Sollitt の仮定と明らかに相違するためである．一方，波の反復反射を考えた式(2・3・5)，(2・3・6)は実験値と比較的よく一致しており，この反復反射の考え方で十分このような場合の消波機構を説明すると考えてよかろう．しかし，**図－2・3・19**，**2・3・20** より明らかなように，波の反復反射を無限に考える式(2・3・5)より式(2・3・6)のほうが比較的よく実験値と一致しており，このため精度を高めるには式(2・3・6)よりさらに4個の高次項を採用した算定式を用いると十分である．つぎに，**図－2・3・21** ～ **図－2・3・23** は γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ に及ぼす透過壁での位相のずれ θ_{T2} の効果を示したものである．**図－2・3・21** は透過壁厚・波長比 B/L = 0.013（縦スリット），**図－2・3・22** は B/L = 0.072，**図－2・3・23** は B/L = 0.143 の場合の γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ と l/L の関係を示したもので，図中の黒印(•)は γ_R^* の実験値，横バー付き黒印(•)は $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の実験値，曲線は理論値を示している．なお，図中の理論値は $r_{R1} = 1.0$，$\theta_{R1} = 0$ の完全反射の条件，θ_T，r_R，θ_R (=0) は実験値，r_{T2} はほぼ実験的に $1 - r_{R2}$ となるので $r_{T2} = 1 - r_{R2}$ を用いて計算されたもので，θ_{T2} と r_{R2} の実験値は図中に数値として示されている．**図－2・3・21** に示すように実験値と比較的よく一致するのは無限の反復反射にもとづく式(2・3・5)であって，有限の反復反射にもとづく式(2・3・6)の値と実験値との差異は前者より大きい．これは，式(2・3・6)の誘導時に $\overline{\alpha}^4 \overline{r}_R \overline{r}_{R1}^2 \overline{r}_T^2$ 以上の項を微

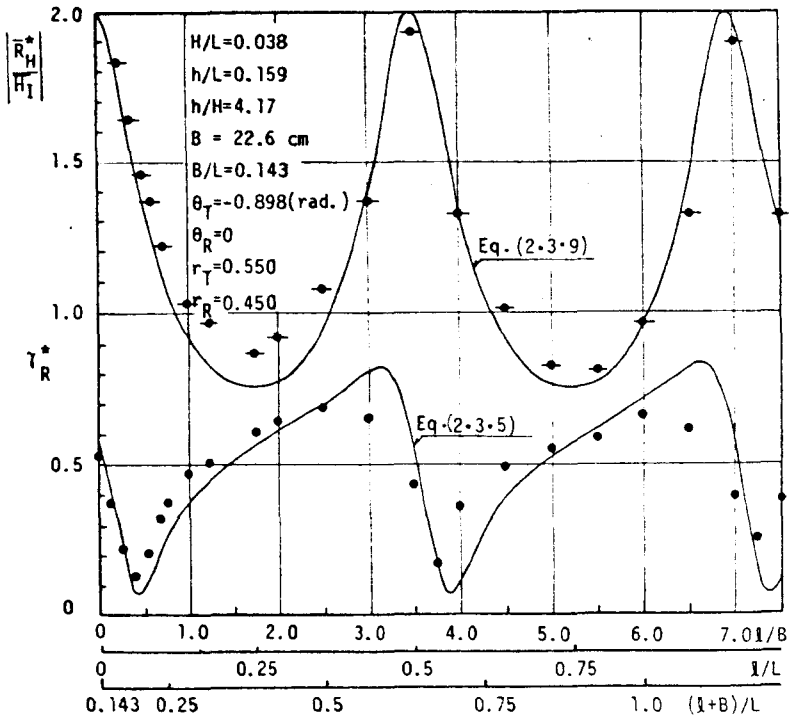


図－2・3・21　γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ に及ぼす l/L の効果 (B/L = 0.013，θ_T = 0.151 (rad.) の場合)

小項として省略したことに帰因するもので，実際には高次項は省略できないことを示している．したがって，**図－2・3・22**，**図－2・3・23**には無限の反復反射にもとづく式（2・3・5）と（2・3・9）の値のみが示されている．**図－2・3・22**，**図－2・3・23**に示すように式（2・3・5）の理論値は実験値と比較的よく一致しており透過壁厚が厚く波の位相がずれる場合でも，透過壁と不透過壁間での波の反復反射を無限に考えることにより鉛直消波岸壁の消波特性を比較的精度高く算定できることが判明した．なお，**図－2・3・21**～**図－2・3・23**によれば $|\theta_{T2}|$ が大きくなるにつれて，γ_R^* を最小にする $(l/L)_B$ は位相のずれのない（$\theta_{T2}=0$）場合の1/4より次第に小さくなり，工学的な

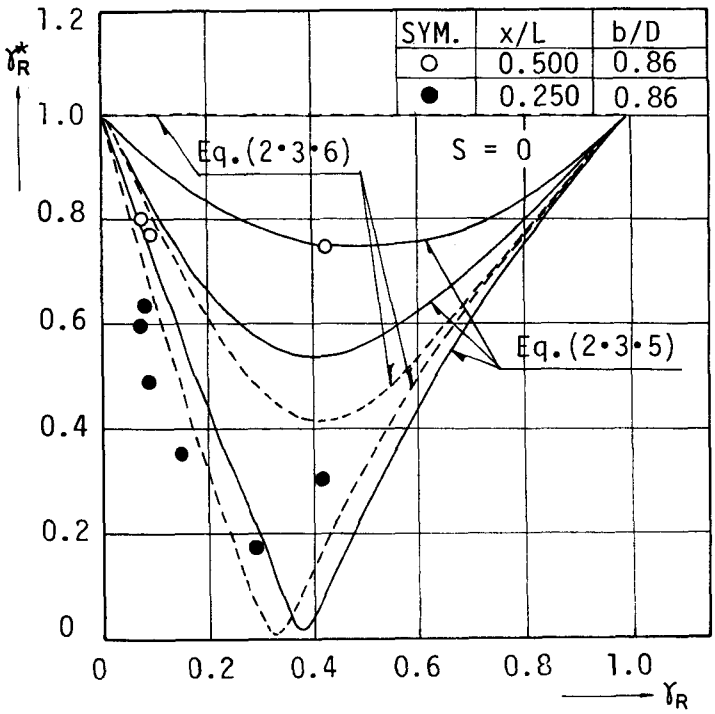


図－2・3・22　γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ と l/L の関係（$B/L=0.072$ の場合）

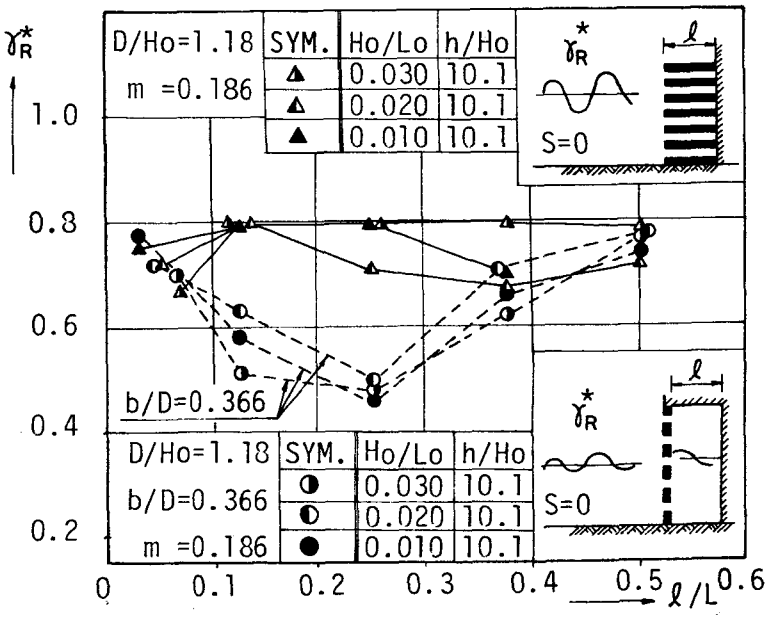


図－2・3・23　γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ と l/L の関係（$B/L=0.143$ の場合）

面からは好ましいが，後述する遊水部内の水位変動 $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ と γ_R^* は同一の（l/L）に対し同時に小さくできないことが認められ，このことは既述の**2－1・3**で指摘したとおりである．このように，γ_R^* については θ_{T2} が重要な要素となるが，**2－1・3**でも指摘したように γ_R^* は透過壁の反射率 γ_R によっても著しく変るはずである．**図－2・3・24**は透過壁の反射率 γ_R の変化に伴う γ_R^* の値を一例として l/L＝1/8，1/4，1/2 の3ケースに示したもので，$\theta_T=\theta_R=0$ の場合である．同図には l/L＝1/2，l/L＝1/4 の実験値も同時に示してあるが，r_R が r_{R0}，つまり**図－2・3・14**に示す値をとるとき，γ_R^* がほぼ最小になっており，γ_R^* を最小にする多孔壁の最適な r_R が存在することが実験的にも明らかになった．また，こう



図－2・3・24　γ_R^* と r_R の関係（$\overline{H}$/L＝0.01，D/$\overline{H}$＝0.68，h/$\overline{H}$＝10.1 の場合）



図－2・3・25　γ_R^* に及ぼす遊水部の効果

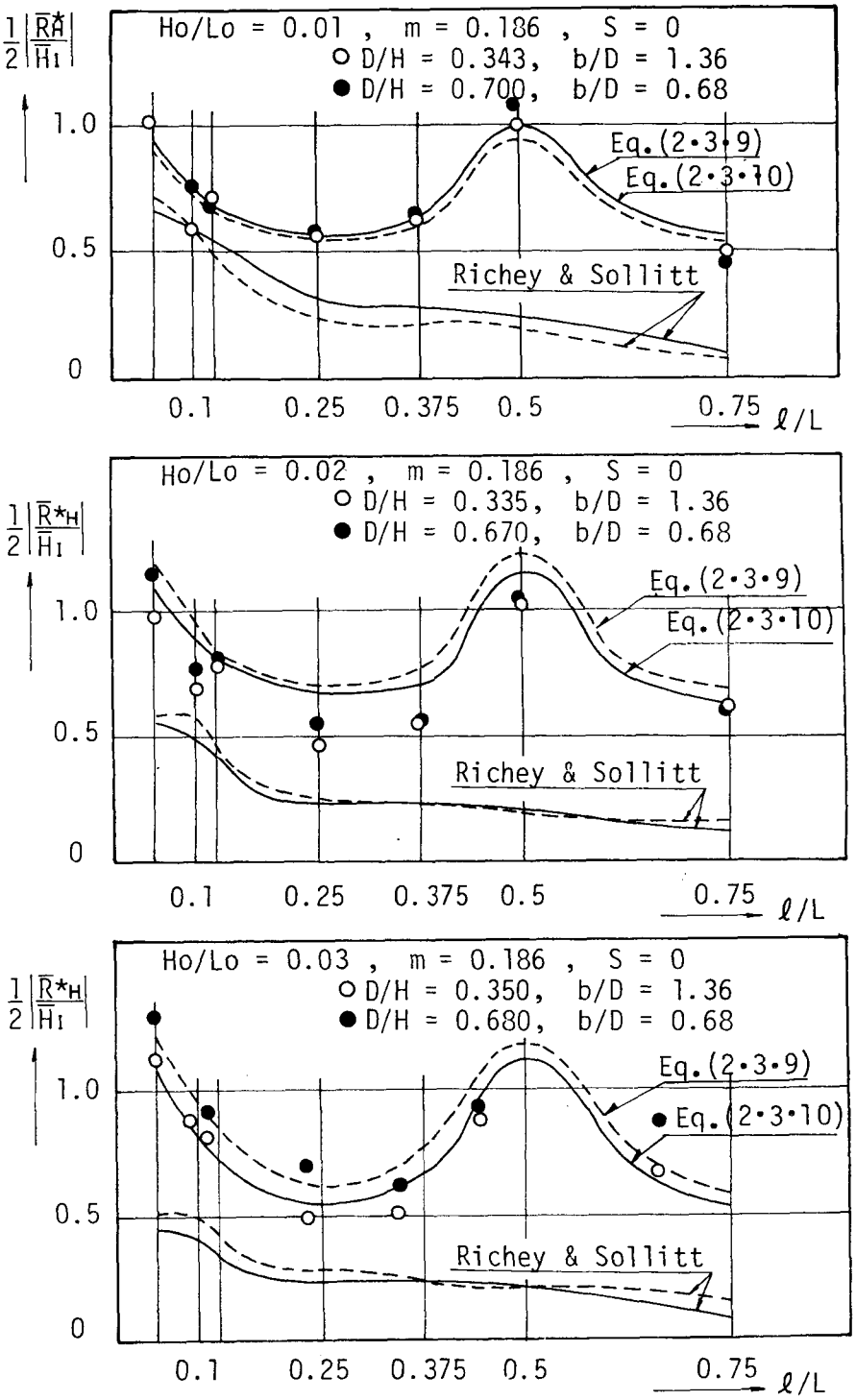
いった遊水部を有する消波岸壁の消波効果γ_R^*を遊水部をもたないパイプ式消波岸壁と比較すると，図－**2・3・25**に一例として示されるように，その差異は$l/L \cong 0.25$近傍であらわれ，例えば，式(2・3・11)($\theta_T=\theta_R=$の場合)を満すようにl/Lを決めるとパイプ消波岸壁より2倍も消波効果が高まり，遊水部を有する型にする利点は大きい．

3－2・2　遊水部の水位変動$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$

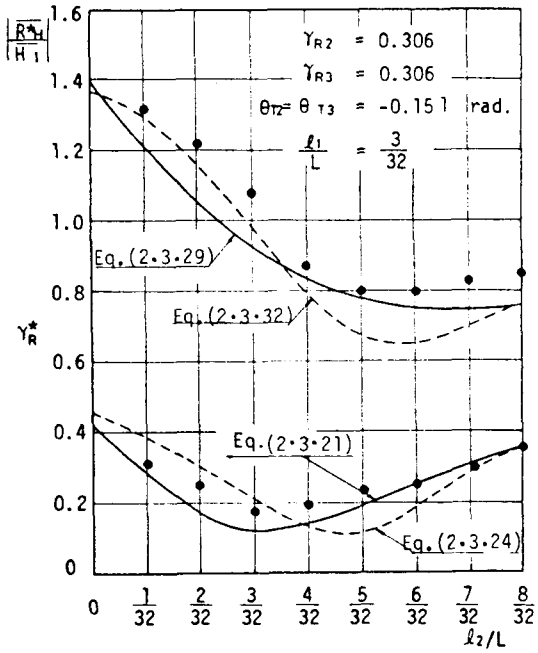
既に図－**2・3・21**～図－**2・3・23**に示したように，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$の実験値はγ_R^*と同様l/Lの値の増大にともない規則的に増減する．透過壁で透過波の位相θ_Tがずれても，反射波の位相θ_Rがずれない限り，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$の実験値の極小値と極大値を示すl/Lは図－**2・3・26**に示す位相のずれない$\theta_R=\theta_T=0$の場合と同様で，l/Lが式(2・3・11)を満すときは極小値，式(2・3・12)を満すときは極大値を示し，**2－1・1**の解析の妥当性が検証できる．また，$\theta_T \neq 0$，つまり透過波の位相がずれる場合は，図－**2・3・26**と異なり，無限の反復反射にもとづく式(2・3・9)で算定する方が実際の現象とよく一致することはγ_R^*と同様であり，図－**2・3・21**から明らかである．図－**2・3・26**によればRichey & Sollittの理論値は$l/L > 1/8$になると，実験値との差異は大きく遊水部内の水位変動はRichey & Sollittの理論では算定できない．これは，γ_R^*の項でも指摘したように，水面が上下一様に昇降しないためである．

3－3　二重透過壁の場合

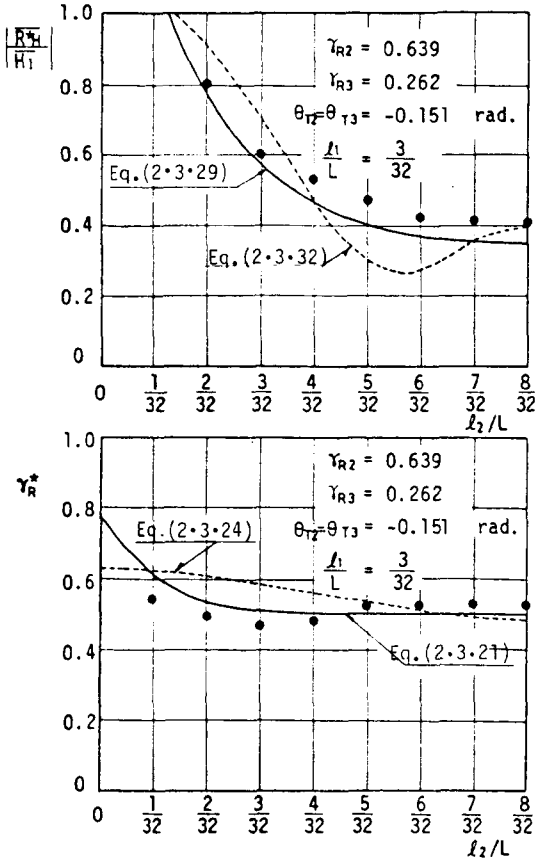
ここでは，**2－2**の二重透過壁型に対する理論解析の妥当性について実験的な検証を加える．まず，無限の反復反射の考えにもとづく算定式と有限の反復反射にもとづく算定式のいずれが実験値と一致するかをまず検討してみよう．著者は全ての実験値に対し理論値との比較検討をおこなったが，その代表例として図－**2・3・27**～図－**2・3・30**を示す．この図に示されているように実験値と比較的よく一致するのは，無限の反復反射の考え方にもとづく算定式の式(2・3・21)と式(2・3・29)であり，有限の反復反射の考えにもとづく算定式の式(2・3・24)と式(2・3・32)では実験値との差異が前者の場合より大きくなっている．なお，同図に示した理論値においてθ_{T2}，θ_{R2}，θ_{R3}，r_{R2}，r_{R3}，r_{T2}，r_{T3}の値は実験で得られた値，(図－**2・3・27**，図－**2・3・28**については$\theta_{T2}=\theta_{T3}=-0.151$(rad.)，$\theta_{R2}=\theta_{R3}=0$，$r_{R2}=r_{R3}=0.306$，$r_{T2}(=r_{T3})=1-r_{R2}$の値．図－**2・3・29**，図－**2・3・30**については，



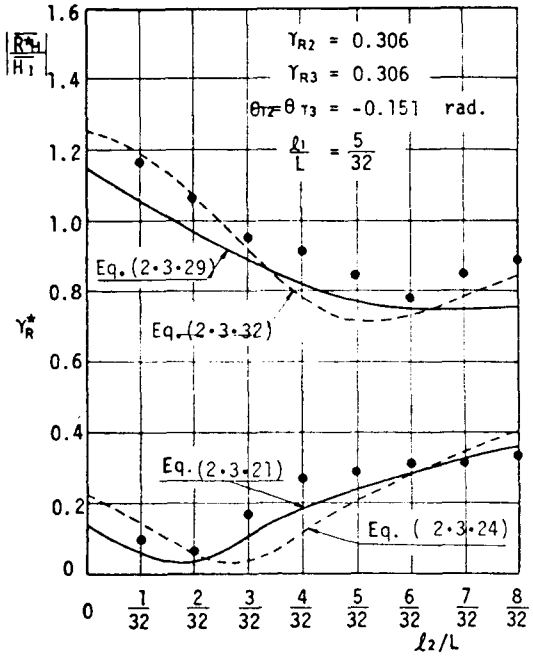
図－2・3・26　不透過壁面での水位変動



図－2・3・27　γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ と l_2/L の関係（$l_1/L = 5/32$ の場合）

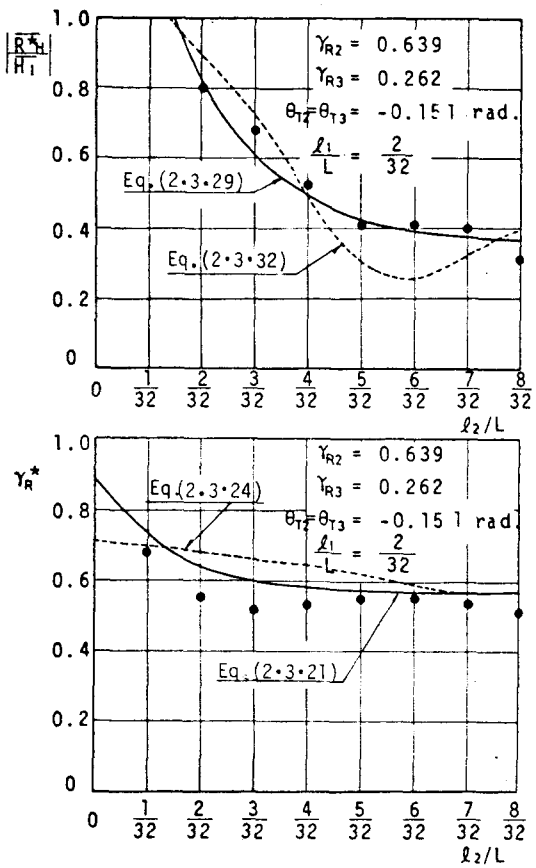


図－2・3・29　γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ と l_2/L の関係（$l_1/L = 3/32$ の場合）



図－2・3・28 γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ と l_2/L の関係（$l_1/L = 3/32$ の場合）

$\theta_{T2} = \theta_{T3} = -0.151$（rad.），$\theta_{R2} = \theta_{R3} = 0$，$r_{R2} = 0.639$，$r_{R3} = 0.262$，$r_{T2}(r_{T3}) = 1 - r_{R2}(r_{R3})$ の値）を用いて計算したものである．

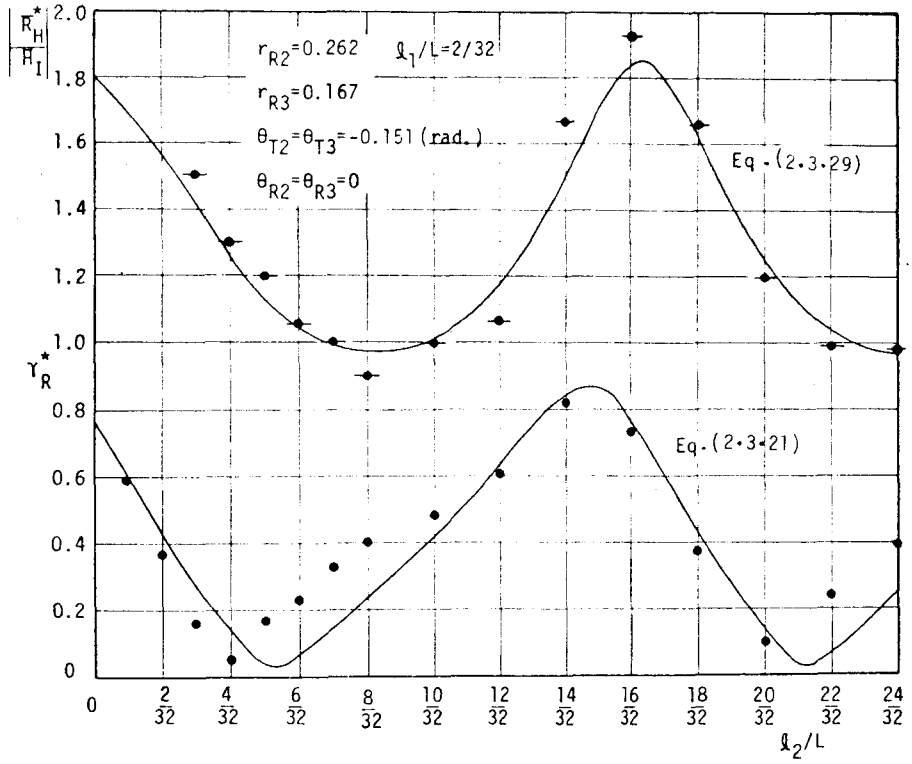


図－2・3・30　γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ と l_2/L の関係（l_1/L = 2/32 の場合）

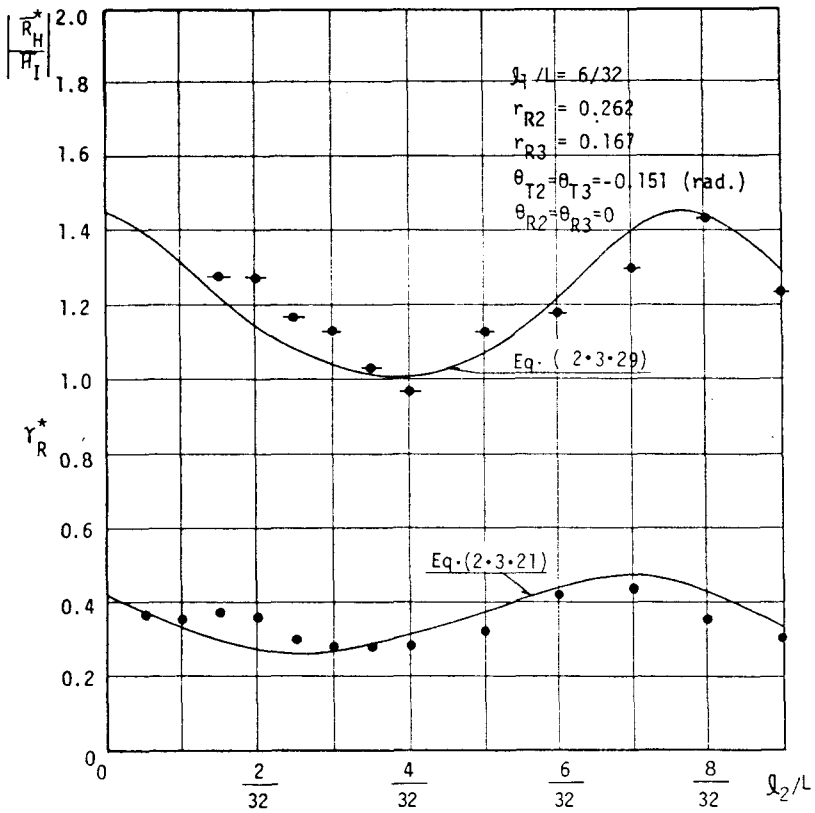
このことは，この種の消波岸壁の消波特性を反復反射の考え方に基づき説明する場合は，有限な反復反射を考える場合に省略したように γ_R^* については $\bar{\alpha}_1^6\ \bar{r}_{R2}^2\ \bar{r}_{R3}^2\ \bar{r}_{T3}^2$ 以上の項，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ については $\bar{\alpha}_1\bar{\alpha}_2^7\ \bar{r}_{T2}\ \bar{r}_{T3}\ \bar{r}_{R1}^4\ \bar{r}_{R2}^4$ 以上の項を微小項として省略できないことを示している．したがって，以後理論式として無限の反復反射にもとづく式（2・3・21）と式（2・3・19）をとりあげることとし，同式の妥当性についてさらに論議をすすめる．

図－2・3・31 によれば，$|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ の実験値と理論値はよく一致しており，理論で予測されるように $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ の極小値は l_2/L = 8/32 と 24/32 で示しその再現間隔は 2－2 で述べたように，l_2/L = 1/2 である．また．γ_R^* については $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ ほど理論値と計算は一致せず，極小値を与える l_2/L の値は計算値の方が若干実験値より大きいが，全体として両者は比較的一致しているとみなしてよかろう．同様のことは図－2・3・32 についてもいえる．この図－2・3・31 と図－2・3・32 によれば，l_1/L = 6/32 の場合（図－2・3・32）は l_1/L = 2/32 の場合（図－2・3・30）より，l_2/L の増大にともなう γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ の変化はかなり小さく，理論で予測されるように γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ に及ぼす l_1/L の効果は l_2/L と同様に大きい．

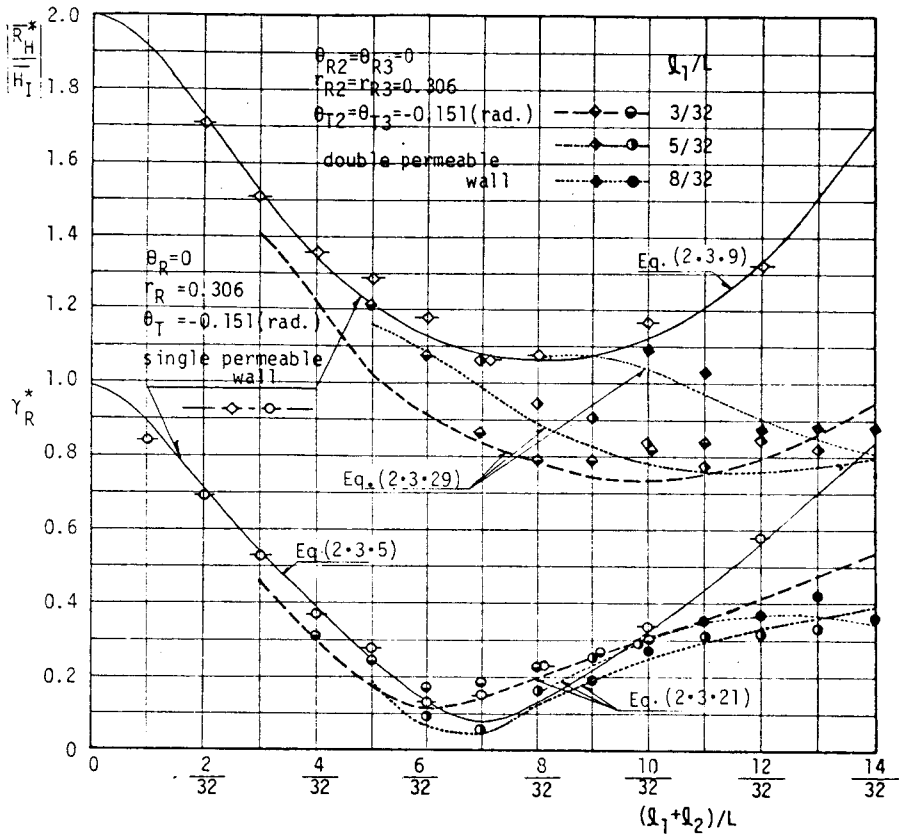
図－2・3・33 と図－2・3・34 は二重透過壁型と一重透過壁型の γ_R^* と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ の差異を示したもので，図－2・3・33 は同特性の透過壁を二重に用いた，$r_{R2} = r_{R3} = 0.306$，



図－ 2・3・31　γ_R^*と$|\bar{\mathbf{R}}_H^*/\bar{\mathbf{H}}_I|$ に及ぼす $l_2/\mathbf{L}$ の効果

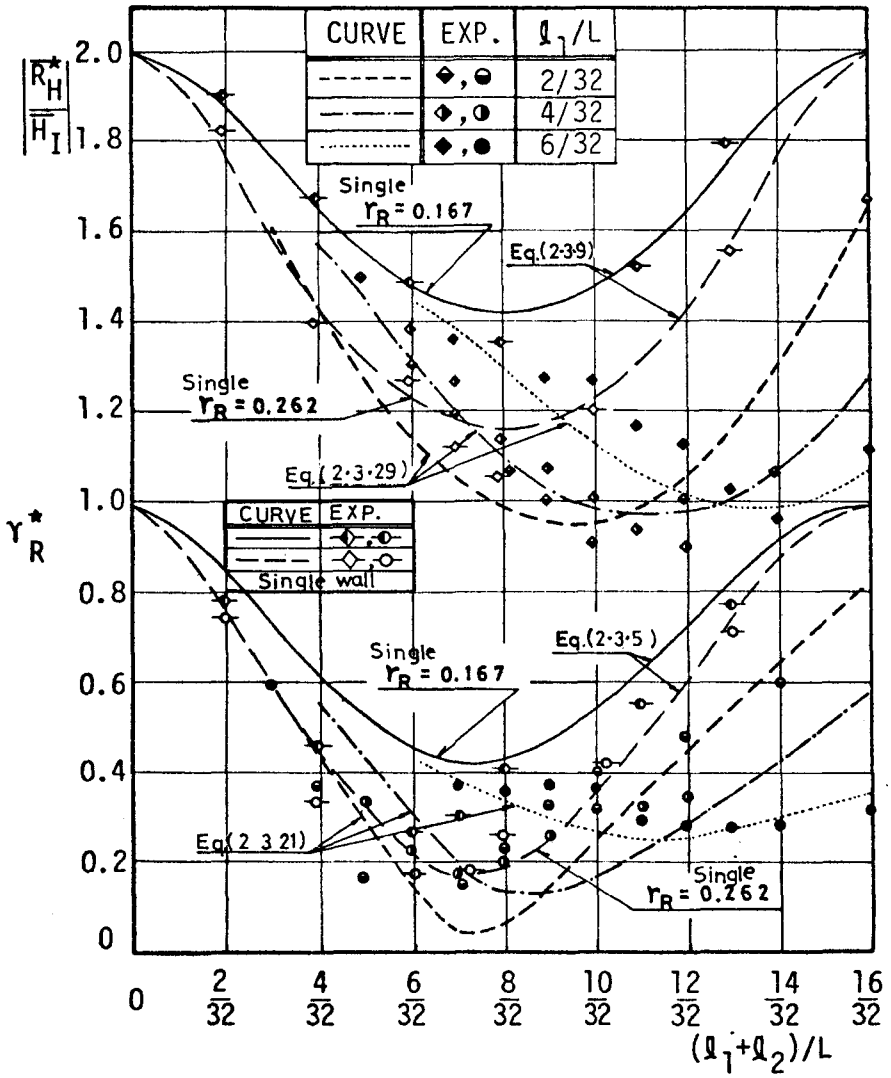


図－ 2・3・32
γ_R^*と$|\bar{\mathbf{R}}_H^*/\bar{\mathbf{H}}_I|$ に及ぼす $l_2/\mathbf{L}$ の効果



図－2·3·33　二重透過壁型と一重透過壁型の消波特性の差異（$r_{R2}=r_{R3}=0.306$，$\theta_{T2}=\theta_{T3}=-0.151$(rad.)，$\theta_{R2}=\theta_{R3}=0$ の場合）

$\theta_{T2}=\theta_{T3}=-0.151$(rad.)の場合，**図－2·3·34** は反射率のみの異なる透過壁を二重に用いる場合で $r_{R2}=0.262$，$r_{R3}=0.167$，$\theta_{T2}=\theta_{T3}=-0.151$(rad.)の場合である．なお，両図で横バー付き実験値(-○-，-◇-，-◐-，-◆-）は全て一重透過壁型に対するものであり，**図－2·3·34** の-○-と-◇-はおのおの $r_R=0.262$ に対する γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の値，-◐-，-◆-はおのおの $r_R=0.167$ に対する γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の値である．この**図－2·3·33** と**図－2·3·34** によれば，理論値と実験値は比較的よく一致しており，このことより一重透過壁型と二重透過壁型の消波特性の差異は理論式（式(2·3·21）と式（2·3·29）あるいは式(2·3·5）と式（2·3·9))により比較的精度高く算定できること，同一の無次元遊水部長（l_1+l_2)/L に対して γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ は同時に一般的には極小値をとらないこと，などが水理実験により検証された．



図－2・3・34　二重透過壁型と一重透過壁型の消波特性の差異
(r_{R2} = 0.262, r_{R3} = 0.167, $\theta_{T2}=\theta_{T3}$ = − 0.151
(rad.), $\theta_{R2}=\theta_{R3}$ = 0 の場合)

第4節　多成分波に対する理論解析

第2節，第3節では，規則波をとりあげて，鉛直消波岸壁の消波特性および浅海波の変形について論じてきた．以上の論議からわかるように，このタイプの波浪制禦法は入射波長が極めて重要な要素となっている．実際の海洋の風浪は不規則な波であるから波長も不

規則であって，特定の波長に対して論議してきた消波特性がこのような不規則波に対して適用できるかどうか疑問である．したがって，この不規則波に対する消波特性を明らかにしておく必要がある．本節と次節では，この不規則波に対する効果を一重透過型の鉛直消波岸壁のみをとりあげて，論議をおこなう．

不規則波は多くの異なった周期の波により構成されているため，従来この不規則波は多成分波の重ね合せとして取り扱われている．　消波特性も構成成分波の消波特性の単純な重ね合せとして取り扱いうるなら，不規則波に対する消波効果の推算は比較的容易である．そこで，本論では構成成分波の単純な重ね合せとして，不規則波の消波岸壁前面水域の合成波 η_C（x，t）と遊水部の不透過壁面（$x=-l$）での水位変動 η_R(t)が表わされるものと仮定する．なお，l は図－**2・3・1** に示す遊水部長である．いま，岸壁に入射する不規則波，η_I（x，t）を式(2・3・34)で与えるものとする．

$$\eta_I(x,t)=\sum_{J=1}^{\infty}\frac{1}{2}H_{IJ}\cos(\sigma_J t+k_J x+\theta_J) \quad \text{----------} (2\cdot3\cdot34)$$

なお，上式で $\sigma_J=2\pi/T_J$，T_J は周期，$k_J=2\pi/L_J$，L_J は水深 h における波長，θ_J は位相，H_{IJ} は入射波高，x は透過壁前面を原点とし沖方向を正軸とする水平距離である．また，添字 J は構成成分波を示し，2 成分合成波の場合は J＝1 と 2，3 成分合成波の場合は J＝1，2 と 3 まで採用すればよい．

構成成分素波の個々の岸壁前面水域での重複波形 η_{CJ}（x，t）と遊水部内の不透過壁面での水位変動 η_{RJ}(t)は**第 2 節**で導いた遊水部内での波の反復反射に基づいた関係式を用いると式(2・3・35)，式(2・3・36)と式(2・3・37)，式(2・3・38)で与えられる．[9]

$$\begin{cases} \eta_{CJ}(x,t)=\dfrac{1}{2}H_{IJ}\cos(\sigma_J t+k_J x+\theta_J)+\dfrac{1}{2}r_{RJ}H_{IJ}\cos(\sigma_J t-k_J x+\theta_J+\theta_{RJ}) \\ \qquad +\dfrac{1}{2}r_{TJ}^2H_{IJ}\cos\left(\sigma_J t-k_J x+\theta_J+2\theta_{TJ}-\dfrac{4\pi l}{L_J}\right) \text{----} (2\cdot3\cdot35) \\ \qquad \left(\begin{array}{l}\dfrac{1}{2}r_{TJ}^2 r_{RJ}H_{IJ}\ \text{以上の項を微小項として} \\ \text{省略した有限反復反射の場合}\end{array}\right) \\ \eta_{CJ}(x,t)=\dfrac{1}{2}H_{IJ}\cos(\sigma_J t+k_J x+\theta_J)+\dfrac{1}{2}r_{RJ}H_{IJ}\cos(\sigma_J t-k_J x+\theta_J+\theta_{RJ}) \end{cases}$$

$$+\frac{1}{2}\ \frac{r_{TJ}^2\ H_{IJ}}{1+r_{RJ}^2-2\,r_{RJ}\cos\left(-\frac{4\pi l}{L_J}+\theta_{RJ}\right)}\cos\left(-k_J x+\sigma_J t+\theta_J+2\theta_{TJ}-\theta_{IJ}^*-\frac{4\pi l}{L_J}\right)$$

---------- (2・3・36)

$$\text{ただし，}\ \theta_{IJ}^*=\tan^{-1}\left\{\frac{r_{RJ}\sin\left(-\frac{4\pi l}{L_J}+\theta_{RJ}\right)}{r_{RJ}\cos\left(-\frac{4\pi l}{L_J}+\theta_{RJ}\right)-1}\right\}$$

（無限反復反射の場合）

$$\eta_{RJ}(t)=r_{TJ}\cdot H_{IJ}\cos\left(\theta_J+\theta_{TJ}-\frac{2\pi l}{L_J}+\sigma_J t\right)+r_{TJ}r_{RJ}\cos\left(\theta_J+\theta_{TJ}+\theta_{RJ}-\frac{6\pi l}{L_J}+\sigma_J t\right)$$

---------- (2・3・37)

（$r_{TJ}\,r_{RJ}^2 H_{IJ}$ 以上の項を微小項として省略した有限反射反復の場合）

$$\eta_{RJ}(t)=\frac{r_{TJ}\ H_{IJ}}{\sqrt{1+r_{RJ}^2-2r_{RJ}\cos\left(\frac{4\pi l}{L_J}-\theta_{RJ}\right)}}\cos\left(\theta_J+\theta_{TJ}-\frac{2\pi l}{L_J}-\theta_{2J}^*+\sigma_J t\right)$$

---------- (2・3・38)

$$\text{ただし，}\quad \theta_{2J}^*=\tan^{-1}\left\{\frac{r_{RJ}\sin\left(\theta_{RJ}-\frac{4\pi l}{L_J}\right)}{r_{RJ}\cos\left(\theta_{RJ}-\frac{4\pi l}{L_J}\right)-1}\right\}$$

（無限の反復反射の場合）

上式で，r_{TJ} は透過壁での透過率，r_{RJ} は透過壁での反射率，θ_{RJ} は透過壁での反射波の入射波に対する位相のずれ，θ_{TJ} は透過壁での透過波の入射波に対する位相のずれ，である．なお，式（2・3・35）～式（2・3・38）は透過壁と不透過壁間の遊水部では摩擦や砕波による波高減衰はなく，かつ，不透過壁では波は完全反射するものとして導かれている．

したがって，式（2・3・34）で与えられる不規則波に対する岸壁前面水域の合成波形

$\eta_C(x,t)$ は式(2・3・35)あるいは式(2・3・36)の単純重ね合せとして若干の計算により式(2・3・39)あるいは式(2・3・40)で与えられる.

$$\eta_C(x,t)=\sum_{J=1}^{\infty}\frac{1}{2}H_{IJ}\sqrt{1+K_{IJ}^2+2K_{IJ}\cos\left(2k_Jx-\theta_{3J}^*\right)}\cdot\cos(\alpha_Jt+\theta_J-\theta_{4J}^*) \qquad \text{----------}(2\cdot3\cdot39)$$

ただし, $K_{1J}=\sqrt{r_{RJ}^2+r_{TJ}^4+2r_{RJ}r_{TJ}^2\cos\left(\frac{4\pi l}{L_J}-2\theta_{TJ}+\theta_{RJ}\right)}$,

$$\theta_{3J}^*=\tan^{-1}\left\{\frac{r_{RJ}\sin\theta_{RJ}-r_{TJ}^2\sin\left(\frac{4\pi l}{L_J}-2\theta_{TJ}\right)}{r_{RJ}\cos\theta_{RJ}+r_{TJ}^2\cos\left(\frac{4\pi l}{L_J}-2\theta_{TJ}\right)}\right\},$$

$$\theta_{4J}^*=\tan^{-1}\left\{\frac{-\sin k_Jx+r_{RJ}\sin(k_Jx-\theta_{RJ})+r_{TJ}^2\sin\left(k_Jx+\frac{4\pi l}{L_J}-2\theta_{TJ}\right)}{\cos k_Jx+r_{RJ}\cos(k_Jx-\theta_{RJ})+r_{TJ}^2\cos\left(k_Jx+\frac{4\pi l}{L_J}-2\theta_{TJ}\right)}\right\},$$

$\left(\frac{1}{2}\cdot r_{TJ}^2\,r_{RJ}\,H_{IJ}\right.$ 以上の項を微小項として省略した
有限反復反射の場合$\left.\right)$

$$\eta_C(x,t)=\sum_{J=1}^{\infty}\frac{1}{2}H_{IJ}\sqrt{1+K_{2J}^2+2K_{2J}\cos(2k_Jx-\theta_{5J}^*)}\cdot\cos\left(\sigma_Jt+\theta_J-\theta_{6J}^*\right) \qquad \text{----------}(2\cdot3\cdot40)$$

ただし

$$K_{2J}=\sqrt{r_{RJ}^2+\frac{r_{TJ}^4}{1+r_{RJ}^2-2r_{RJ}\cos\left(-\frac{4\pi l}{L_J}+\theta_{RJ}\right)}+\frac{2r_{RJ}r_{TJ}^2\cos\left(2\theta_{TJ}-\theta_{1J}^*-\frac{4\pi l}{L_J}-\theta_{RJ}\right)}{\sqrt{1+r_{RJ}^2-2r_{RJ}\cos\left(-\frac{4\pi l}{L_J}+\theta_{RJ}\right)}}},$$

$$\theta_{5J}^*=\tan^{-1}\left\{\frac{r_{RJ}\sin\theta_{RJ}+\frac{r_{TJ}^2}{\sqrt{1+r_{RJ}^2-2r_{RJ}\cos\left(\frac{4\pi l}{L_J}-\theta_{RJ}\right)}}\cdot\sin\left(2\theta_{TJ}-\theta_{1J}^*-\frac{4\pi l}{L_J}\right)}{r_{RJ}\cos\theta_{RJ}+\frac{r_{TJ}^2}{\sqrt{1+r_{RJ}^2-2r_{RJ}\cdot\cos\left(\frac{4\pi l}{L_J}-\theta_{RJ}\right)}}\cdot\cos\left(2\theta_{TJ}-\theta_{1J}^*-\frac{4\pi l}{L_J}\right)}\right\},$$

$$\theta_{6J}^{*}=\tan^{-1}\left\{\frac{-\sin k_J x+r_{RJ}\sin(k_J x-\theta_{RJ})+\dfrac{r_{TJ}^2}{\sqrt{1+r_{RJ}^2-2r_{RJ}\cos\left(\frac{4\pi l}{L_J}-\theta_{RJ}\right)}}\cdot\sin\left(k_J x-2\theta_{TJ}+\theta_{1J}^{*}+\frac{4\pi l}{L_J}\right)}{\cos k_J x+r_{RJ}\cos(k_J x-\theta_{RJ})+\dfrac{r_{TJ}^2}{\sqrt{1+r_{RJ}^2-2r_{RJ}\cos\left(\frac{4\pi l}{L_J}-\theta_{RJ}\right)}}\cdot\cos\left(k_J x-2\theta_{TJ}+\theta_{1J}^{*}+\frac{4\pi l}{L_J}\right)}\right\}$$

（無限の反復反射の場合）

また，不透過壁面での不規則波の水位変動 $\eta_R(t)$ は式（2・3・37）あるいは式（2・3・38）の単純重ね合せとして式（2・3・41）あるいは式（2・3・42）で与えられる．

$$\eta_R(t)=\sum_{J=1}^{\infty} r_{TJ}\,H_{IJ}\sqrt{1+r_{RJ}^2+2r_{RJ}\cos\left(\frac{4\pi l}{L_J}-\theta_{RJ}\right)}\cdot\cos(\sigma_J t+\theta_{7J}^{*}) \qquad \text{----------}(2\cdot3\cdot41)$$

ただし，

$$\theta_{7J}^{*}=\tan^{-1}\left\{\frac{\sin\left(\theta_J-\frac{2\pi l}{L_J}+\theta_{TJ}\right)+r_{RJ}\cos\left(\theta_J-\frac{6\pi l}{L_J}+\theta_{TJ}+\theta_{RJ}\right)}{\cos\left(\theta_J-\frac{2\pi l}{L_J}+\theta_{TJ}\right)+r_{RJ}\cos\left(\theta_J-\frac{6\pi l}{L_J}+\theta_{TJ}+\theta_{RJ}\right)}\right\}$$

（$r_{TJ}\,r_{RJ}^2\,H_{IJ}$ 以上の項を微小項として省略した有限反復反射の場合）

$$\eta_R(t)=\sum_{J=1}^{\infty}\frac{r_{TJ}\,H_{IJ}}{\sqrt{1+r_{RJ}^2-2r_{RJ}\cos\left(\theta_{RJ}-\frac{4\pi l}{L_J}\right)}}\cdot\cos\left(\theta_{TJ}+\theta_J-\frac{2\pi l}{L_J}-\theta_{2J}^{*}+\sigma_J t\right) \qquad \text{----------}(2\cdot3\cdot42)$$

（無限の反復反射）

第5節　2成分合成波と3成分合成波による水理実験

ここでは，多成分合成波の最も単純な形として2成分合成波と3成分合成波をとりあげて，水理実験を行ない上述の線型理論の妥当性について検討を加える

5－1　実験装置と実験方法

実験は大阪大学工学部土木工学教室の片面ガラス張りの屋内鋼製造波水槽（長さ30^{m}×幅0.75^{m}×高さ1.0^{m}）を用いておこなわれた．水槽の一端には動電型加振機を利用したフラップ型造波機が設置されている．水深は造波機の設置してある水槽端から約8^{m}離れた地点より小段を設けて水深を浅くして22^{cm}の一定水深とし，この水域に消波岸壁を設置している．なお，消波岸壁の模型の関係で水路を2分割し，幅の広い水路（40^{cm}）に消波岸壁を設置している．実験波および水位変動の計測は全て電気抵抗線式水位計でおこなったが，その方法は2成分波，3成分波が完全に合成された状態になってから透過壁と不透過壁を同時に設置して計測し，その計測時間は消波岸壁からの反射波が再び入射しない

表－2・3・4　実　験　種　目

R　U　N	WAVE	周期：T(sec)	波高：H(cm)	遊水部長 l ：（cm）
RUN-1 ～RUN-5	W.- 1	1.00	1.30	0, 10, 15.6, 31.3, 62.5
RUN-6 ～ RUN-10	W.- 2	0.64	0.75	〃
RUN-11 ～ RUN-15	W.- 3	W.-1,W.-2の波の合成波 H_I max ＝ 2.05^{cm}		〃
RUN-16 ～ RUN-21	W.- 4	1.00	2.00	0,15.6, 31.3 , 46.9, 62.5,93.8
RUN-22 ～ RUN-27	W.- 5	0.64	1.05	〃
RUN-28 ～ RUN-33	W.- 6	W.-4とW.-5の波の合成波 H_I max＝ 2.26^{cm}		〃
RUN-34 ～ RUN-40	W.- 7	1.00	1.05	0,11.4,15.6,22.8,31.3,46.9,62.5
RUN-41 ～ RUN-47	W.- 8	0.80	2.05	〃
RUN-48 ～ RUN-54	W.- 9	W.-7とW.-8の波の合成波 H_I max＝2.88^{cm}		〃
RUN-55 ～ RUN-60	W.-10	1.25	0.60	0,15.6,31.3,41.5,62.5 , 83.0
RUN-61 ～ RUN-66	W.-11	1.00	1.45	〃
RUN-67 ～ RUN-72	W.-12	0.64	1.50	〃
RUN-73 ～ RUN-78	W.-13	W.-10～W.-12の波の合成波 H_I max＝3.45^{cm}		〃
RUN-79 ～ RUN-85	W.-14	1.25	1.02	0,22.8,31.3,41.5,65.0,81.0,105.0
RUN-86 ～ RUN-92	W.-15	1.00	0.87	〃
RUN-93 ～ RUN-99	W.-16	0.80	1.19	〃
RUN-100～ RUN-106	W.-17	W.-14～W.-16の波の合成波 H_I max＝2.96^{cm}		〃

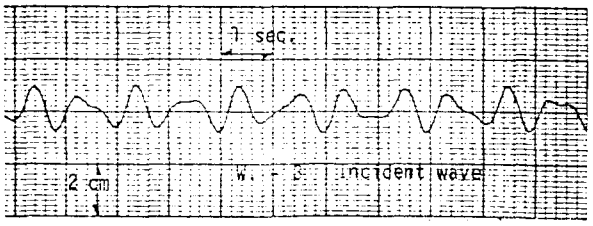
範囲である．また，その記録は全て磁気テープに集録した．消波岸壁前面水域の重複波形は原則として1^{cm}間隔でほぼ一波長間にわたり計測したが，必要な場合にはさらに間隔を密にしている．実験に用いた透過壁は壁厚0.8^{cm}で開口比0.186のアクリ製の多孔壁（円孔直径は1.4^{cm}）であり，後面の不透過壁と同様，波により振動しないよう固定されている．

本研究でおこなった実験種目は表－**2・3・4**に示すように，106種目であるが，そのうち2成分合成波についてはW.－3，W.－6，W.－9の3種類の波に対し18種目，3成分合成波についてはW.－13とW.－17の2種類の波に対し13種目で，その他は個々の規則波に対する実験をおこなっている．

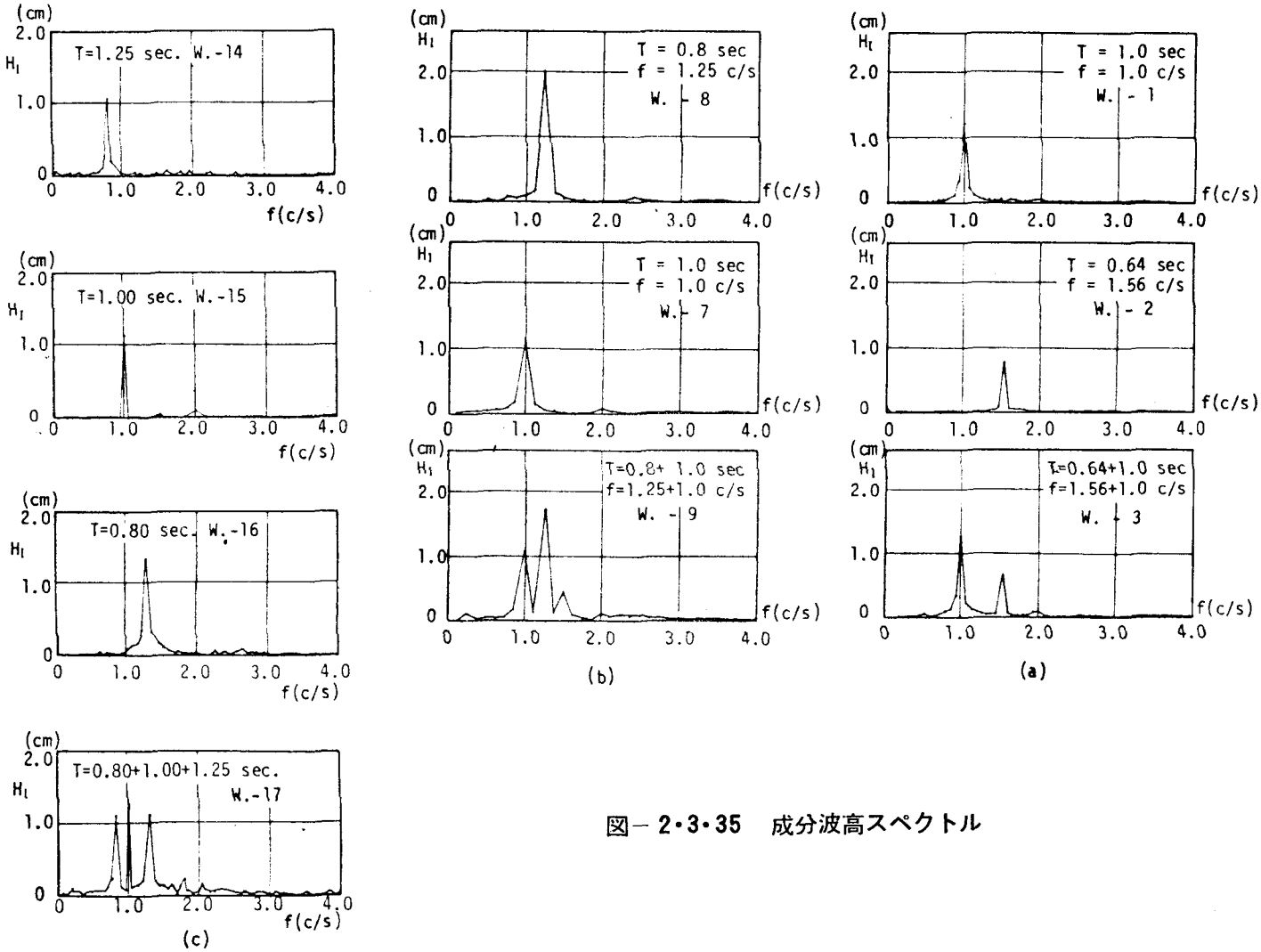
5－2　実験波

実験波は合成すべき成分波（3成分波の場合は3つの成分波）とそれらを多成分発振器で合成させた合成波を磁気テープにあらかじめ収録しておき，これを加振機の入力として与えて波を生起せしめる．

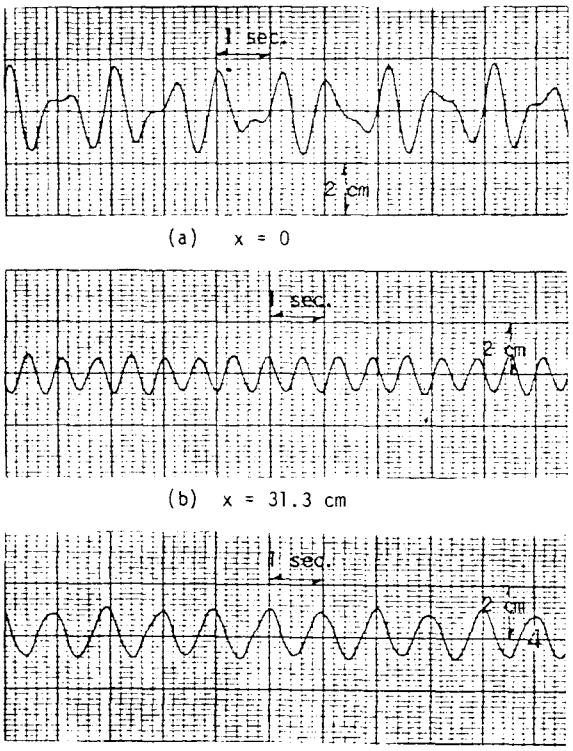
本実験で計測された（水深22^{cm}）合成波のフーリエ成分素波と基本成分波を単独に生起させた場合の関係の数例を示したのが図－**2・3・35**である．本実験で用いた合成波は，図－**2・3・35**(b)のW.－9の波については周波数1.5^{HZ}で波高0.45^{cm}の非線型波の発生が認められたが，それ以外の波についてはほとんど非線型成分波は無視できる程度に小さい．また，こういった2成分波，3成分波の波形は正弦波の波形と異なり，図－**2・3・36**（W.－3の進行波）に示すように複雑な波形である．このW.－3の2成分合成波が鉛直不透過壁で反射する場合の重複波の時間波形は図－**2・3・37**に示すように，$x=0$の壁面では複雑な波形を示すが，壁面より沖方向へ0.64秒の波については1/2波長，1.0秒の波については1/4波長離れた$x=31.3^{cm}$の地点では周期がほぼ0.64秒の整正な波形となり，また，壁面より0.64秒の波については3/4波長，1.0秒の波については3/8波長離れた$x=46.9^{cm}$の地点では周期がほぼ1.0秒の整正な波形となっている．これは$x=31.3^{cm}$の地点では1.0秒の波，$x=46.9^{cm}$



図－**2・3・36**　2成分合成波（W.－3）



図－2・3・35　成分波高スペクトル



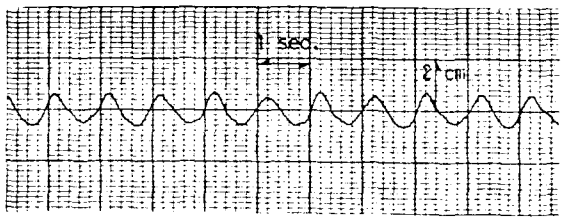
図－2・3・37　重複波の波形（W.－3 の波が鉛直不透過壁で反射する場合）

の地点では0.64秒の波の重複波がほぼ節の位置となるため波高が極めて小さくなるので，それ以外の卓越成分波，つまり $x=31.3^{cm}$ では0.64秒の波，$x=46.9^{cm}$ では1.0秒の波が出現していることを示しており，1.0秒の波と0.64秒の成分波は自由波となっていることが確認できる．なお，**図－2・3・35**に示した成分波高スペクトルは，8秒間の時間波形を1/25秒間隔でサンプリングしてデータ数200個として調和解析法で求めたものである．

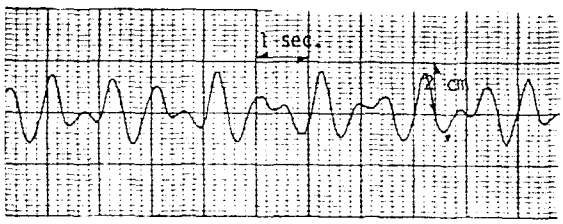
5－3　実験結果とその検討

5－3・1　水面波形（重複波の波高分布）

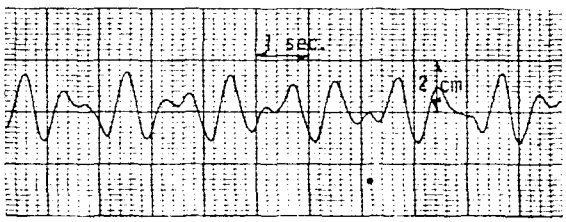
まず，実験結果を示し，ついで**第4節**の理論解析の妥当性について検討を加えていく．**図－2・3・38**に一例として示されているように，最も簡単な2成分合成波の場合でも，鉛直消波岸壁前面水域での重複波の時間波形および遊水部内の不透過壁面での水位の時間変化は単一成分波の場合とは著しく異なっている．このうち，消波岸壁前面水域での重複波高の地点(x)別の最大値を η_{max} と記し(地点 x_0 における重複波形 $\eta_C(x_0, t)$ の最大値を η_{max})，この $1/2\ \eta_{max}$ の分布形状の数例を2成分合成波について示したのが**図－2・3・39**と**図－2・3・40**であり，図中の上二つは単一成分波，下の図は合成波に対するものである．なお，図中の•印は実験値，曲線は式(2・3・35)及び式(2・3・39)にもとづく計算値である．実験に用いた透過壁では波の位相のずれがほとんどないので，$\theta_R=\theta_T=0$ として，計算式(2・3・35)と式(2・3・39)により算出している．[10] また，計算に用いた透過壁での r_T と r_R と θ_J の値は**表－2・3・5†** に示されており，同表の値は全て実験で求めた値である．



(a)　x = 50 cm



(b)　x = 35 cm



(c)　x = - 31.3 cm (Air chamber)

図－2・3・38　重複波の波形（W.－3の波で，l＝31.3cmの場合）

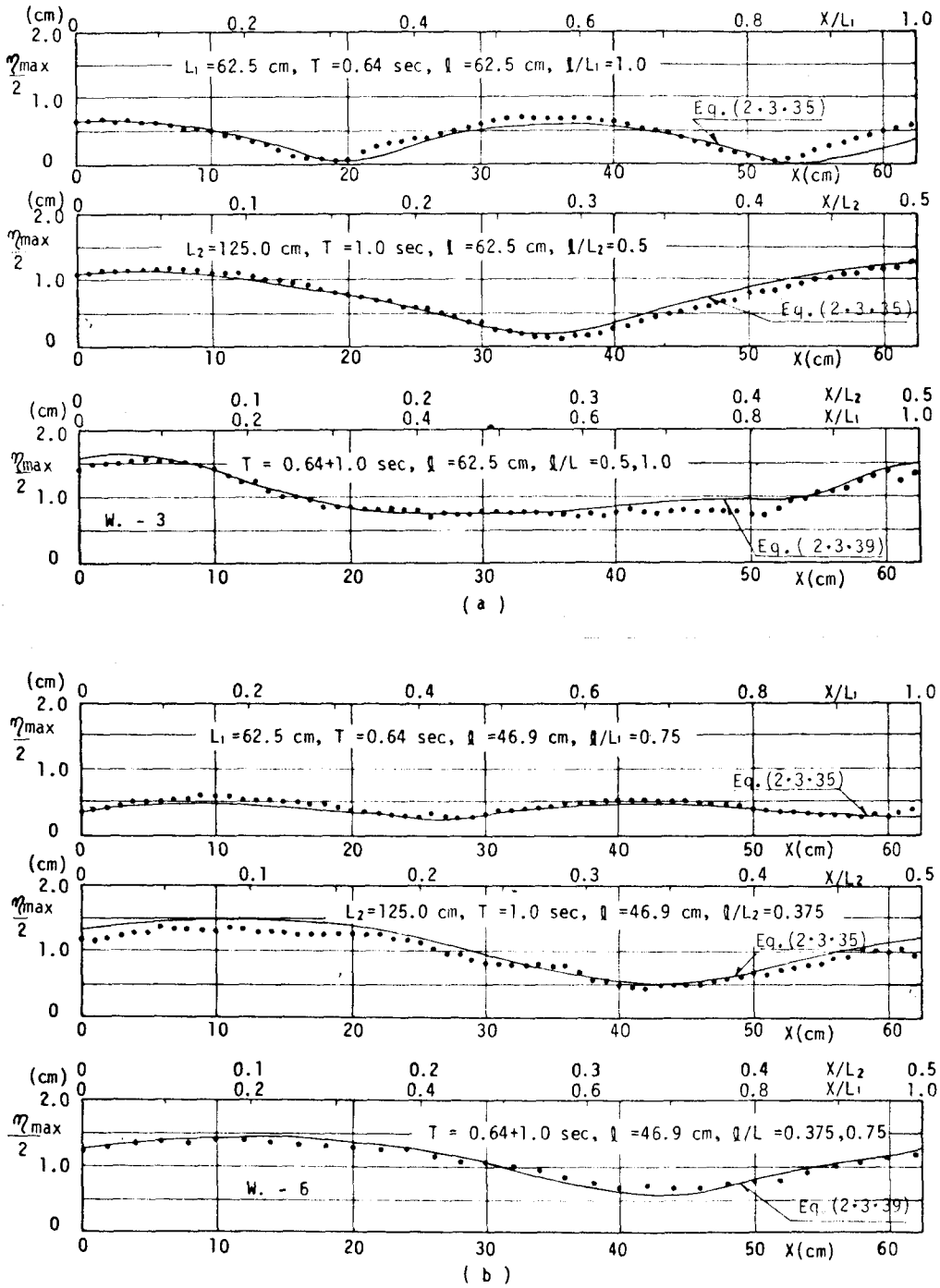
表－2・3・5　数　値

WAVE	T sec	r_R	r_T	θ
W.－3	0.64	0・29	0.71	0
	1.00	0.29	0.71	-0.263(rad)
W.－6	0.64	0.36	0.64	0
	1.00	0.32	0.68	-0.263(rad)
W.－9	0.80	0.30	0.70	0
	1.00	0.30	0.70	-0.184(rad)
W.－13	0.64	0.30	0.70	0
	1.00	0.30	0.70	2.714(rad)
	1.25	0.24	0,76	-1.042(rad)
W.－17	0.80	0.30	0.70	0
	1.00	0.23	0.881	0.299(rad)
	1.25	0.23	0.76	2.6136(rad)

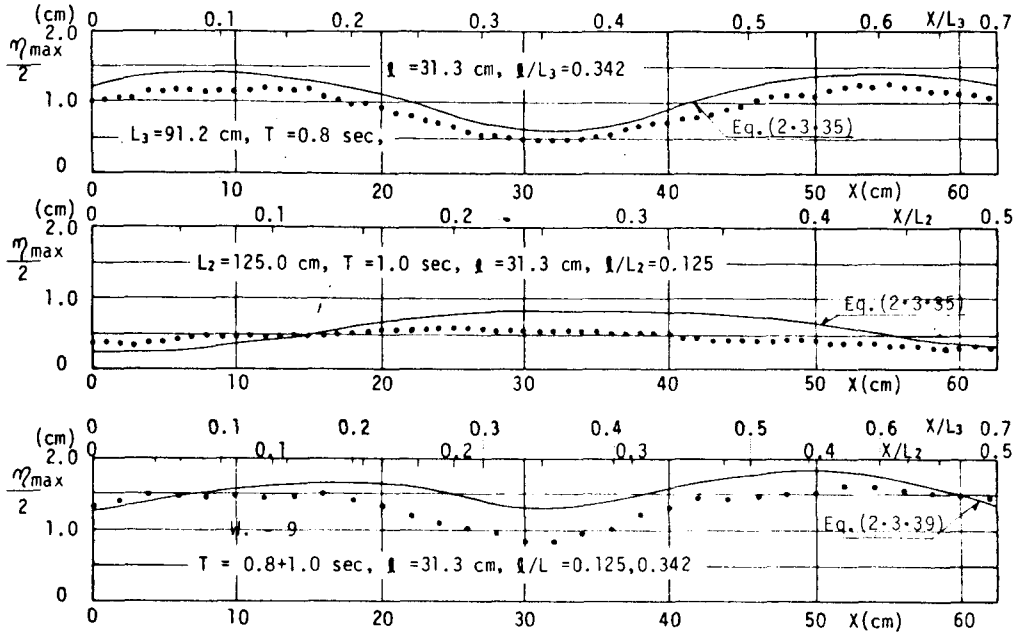
図－2・3・39(a)，図－2・3・39(b)に示すW.－3とW.－6の波については実験値と計算値はよく一致しており単成分波の単純な重ね合せで現象が充分説明できると判断してさしつかえなかろう．また，図－2・3・40に示すW.－9の波については周期0.67秒（周波数1.5^{Hz}）波高0.45^{cm}の非線型干渉波が生じるため，この干渉効果を考慮していない式（2・3・39）の計算値は実測値とW.－3，W.－6の波ほどには一致しないが，それでも比較的よく一致しており，この程度の非線型干渉波が形成されても単成分波の単純重ね合せでほぼ取り扱いうるとしてさしつかえなかろう．

一方，3成分合成波についても図－2・3・41，図－2・3・42に示すように単成分波の単純な重ね合せとしてもとめられる式（2・3・39)によってほぼ岸壁前面水域の波高分布が求められることが実証される．このことは他のケースについても実験値と計算値が比較的一致していることを付記しておく．なお，図－2・3・39～図－2・3・42に示した計算値と実験値では波高の極値

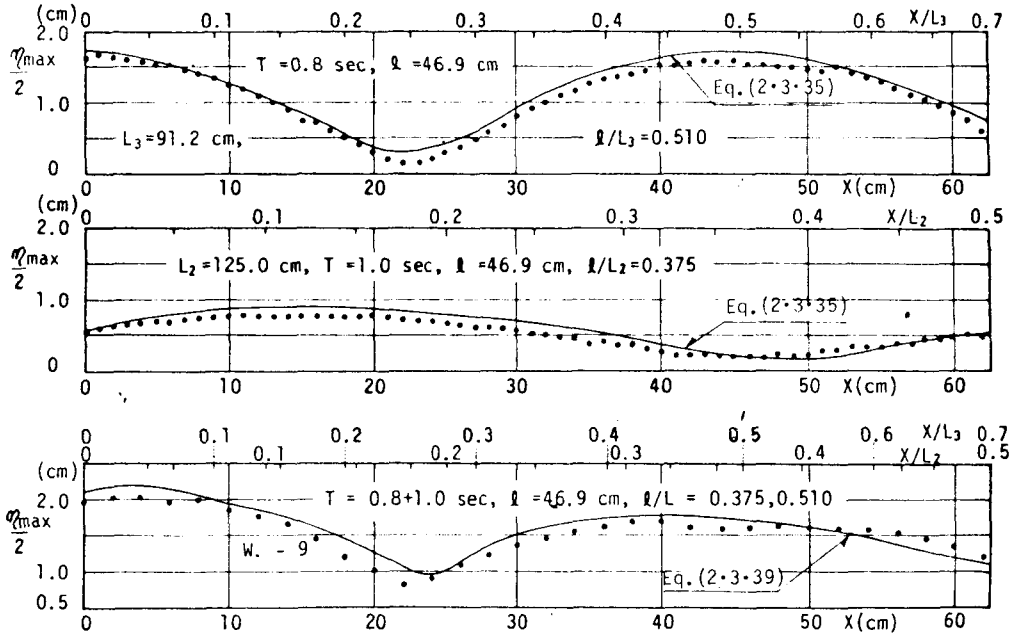
†第5節における計算値は全て表－2・3・5に示すr_Tとr_Rとθ_Jの値を用いて計算されている．



図－ 2·3·39　岸壁前面水域での重複波の波高分布（W. －3とW.－ 6の 2成分合成波）

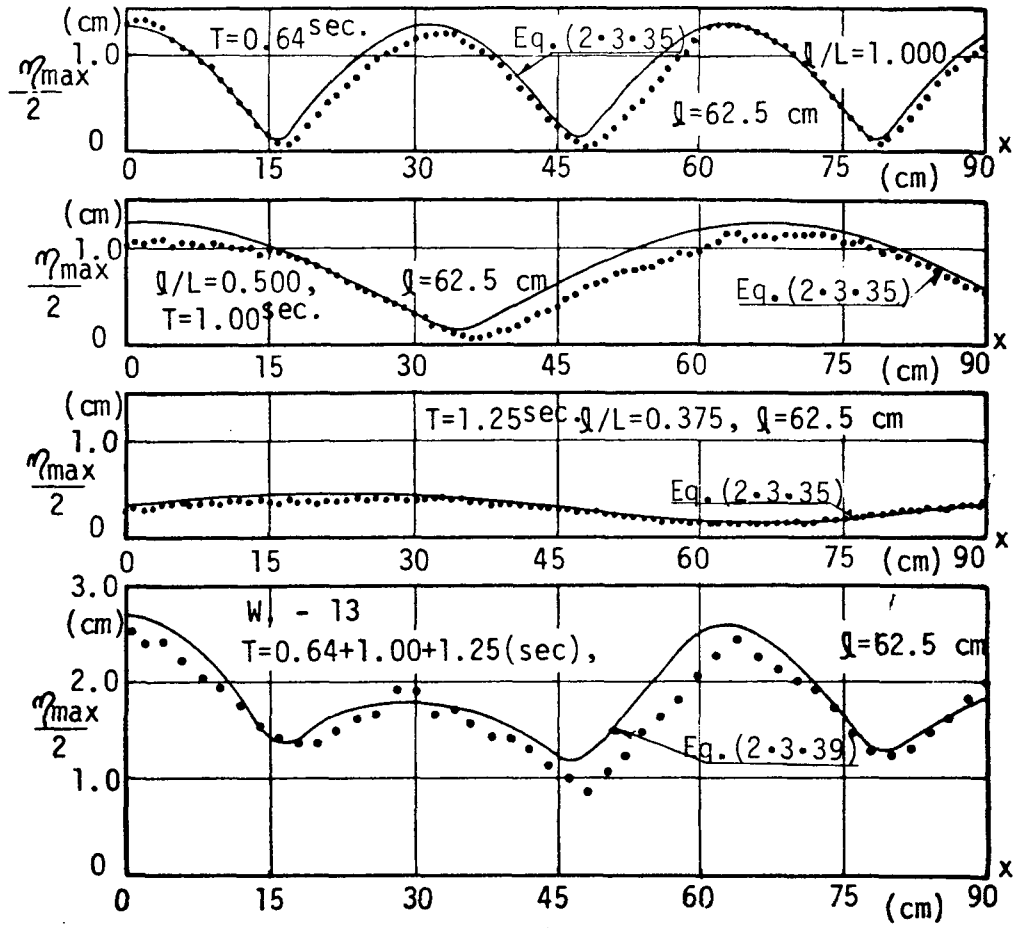


(a)



(b)

図－ 2・3・40　岸壁前面水域での重複波の波高分布（W. － 9 の 2 成分合成波）

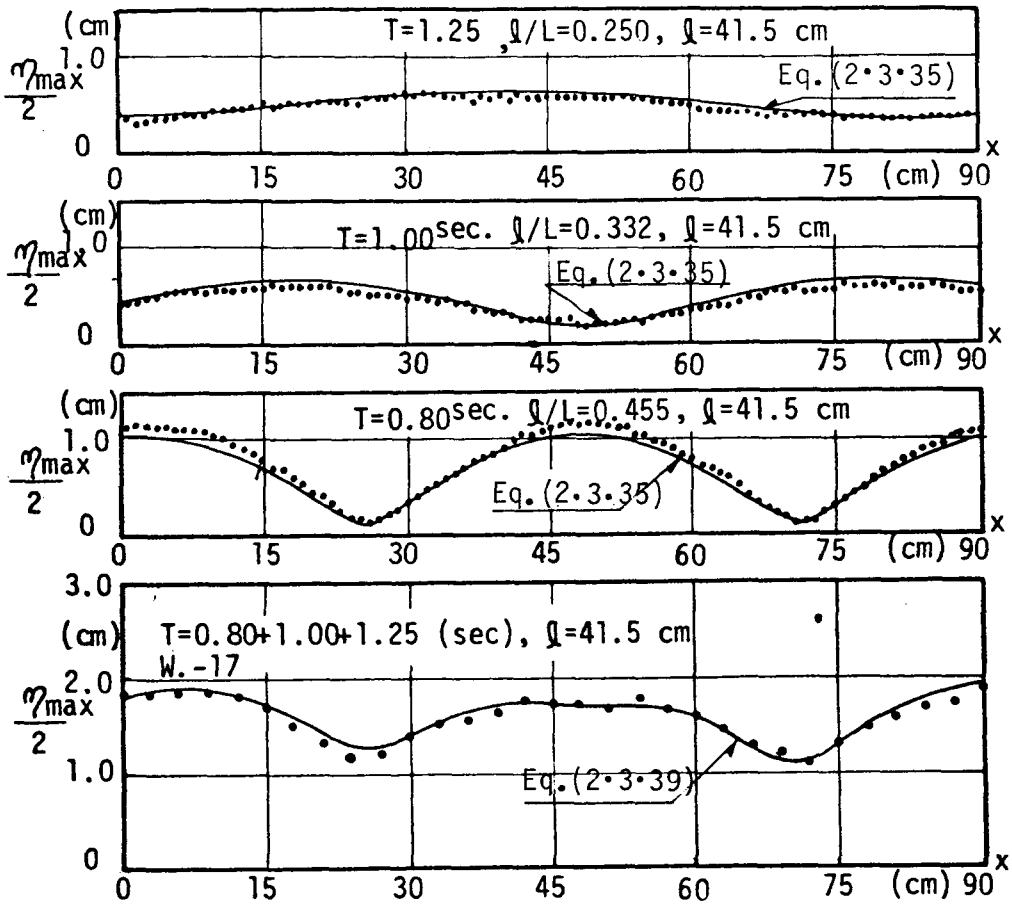


図－2・3・41　岸壁前面水域での重複波の波高分布（W.－13の3成分合成波）

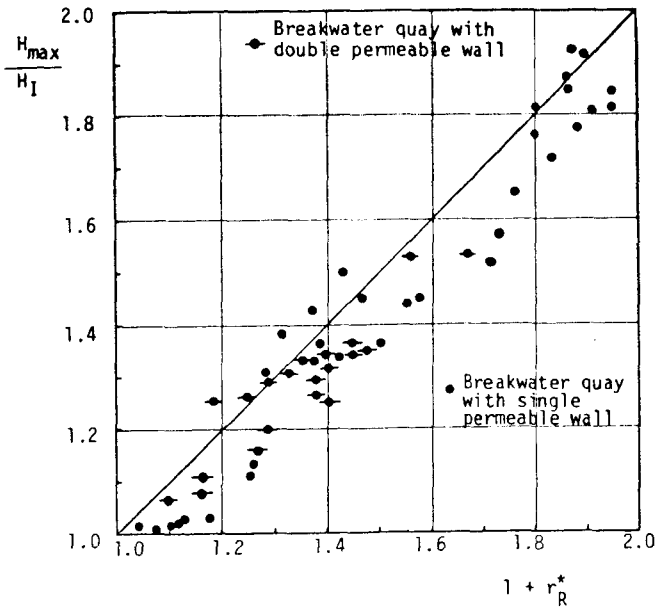
の出現地点に若干の差異が認められる．これは(i)計算では微小振幅波理論による波長を用いていること，(ii)不透過壁で波が完全反射すると仮定していること，(iii)透過壁での波の位相のずれを完全に無視していること，などにある程度原因しており，この諸点を修正すれば計算値の精度はさらによくなるものと思われる．

5－3・2　消波効果

消波岸壁の消波効果を示す一指標として，岸壁前面水域での波の反射率が従来主に規則波に対して用いられてきている．入射波と反射波が共に微小振幅正弦波の場合はHealy の方法によれば，反射率γ_R^*と重複波の無次元最大波高H_{max}/H_I（H_{max}は重複波の最大波高



図－2・3・42　岸壁前面水域での波高分布（W.－17の3成分合成波）



図－2・3・43
H_{max}/H_I と $1+\gamma_R^*$ の関係

で図－2・3・39～図－2・3・42に示す単成分波のη_{max}の中の最大値，H_Iは入射波高）は式（2・3・43）を満しているはずである．

$$1 + \gamma_R^* = H_{max} / H_I \quad \text{----------} \quad (2\cdot3\cdot43)$$

しかし，著者らの実験によれば（過去の実験も含む[11)12)]），図－2・3・43に示すように，$1+\gamma_R^* > H_{max}/H_I$となる場合が多く，式(2・3・43)は一般的には完全に成立していないが，$1+\gamma_R^*$が小さくなれば，H_{max}/H_Iはそれに応じて小さくなっていることが認められる．したがって，岸壁前面水域の消波効果を高めるにはH_{max}/H_Iを極力小さくするとよいわけであって，このH_{max}/H_Iも消波効果を表わす一指標として考えてさしつかえない．本論で取扱っているような多成分波の反射率の算定法について一・二の方法[13) 14)]が提案されているが，著者は上述の規則波に対するH_{max}/H_Iの指標に着目し，H_{max}/H_Iに対応するものとして岸壁前面水域での無次元最大波高H_m^*を式（2・3・44），遊水部内の不透過壁面での無次元最大水位変動R_m^*を式（2・3・45）で定義して，

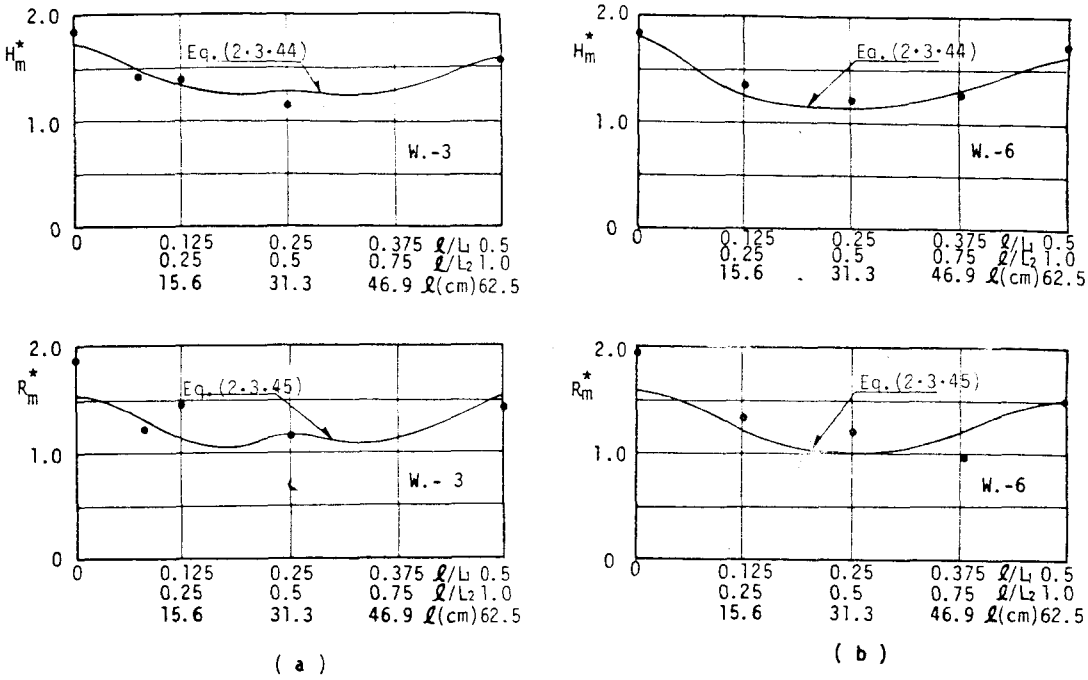
$$H_m^* = \left[\eta_C(x, t)\right]_{max} / \left[\eta_I(x, t)\right]_{max} \quad \text{----------} \quad (2\cdot3\cdot44)$$

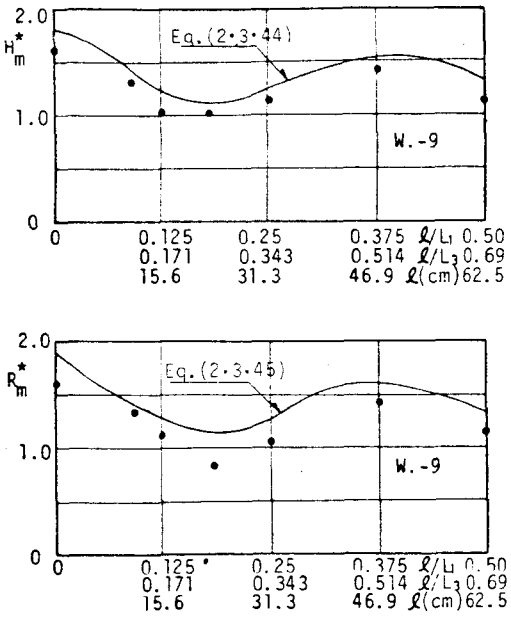
$$R_m^* = \left[\eta_R(t)\right]_{max} / \left[\eta_I(x, t)\right]_{max} \quad \text{----------} \quad (2\cdot3\cdot45)$$

このR_m^*とH_m^*の特性について論議をすすめていく。

このH_m^*およびR_m^*と遊水部長lとの関係をW.－3，W.－6，W.－9の3つの2成分合成波について示したのが，図－2・3・44である．また，W.－17とW.－13の2つの3成分合成波とその基本成分波について示したのが図－2・3・45と図－2・3・46であって，図中の●，○，◑，◓印は実験値，曲線は計算値である．なお，式（2・3・44），式（2・3・45）で用いた$\eta_C(x, t)$は式（2・3・39），$\eta_R(t)$は式(2・3・41)，$\eta_I(x, t)$は式(2・3・34)で与えられる値である．なお，$\eta_I(x, t)_{max}$は表－2・3・4に$H_{I\,max}$の値として示してある．

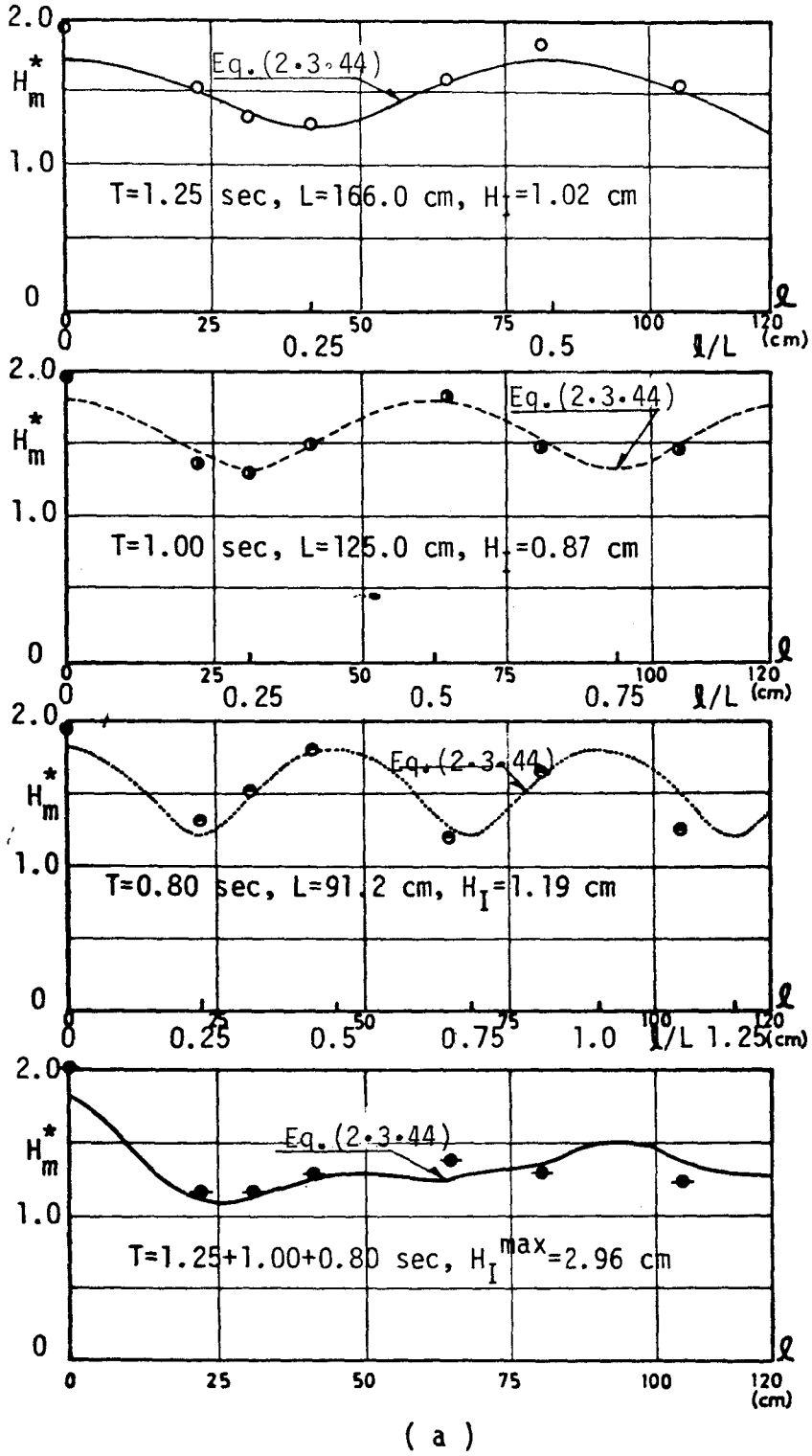
図－2・2・44，図－2・2・45と図－2・2・46に示すように，実験値と計算値の一致度合合が比較的よいことから，式（2・3・44）と式（2・3・45）でH_m^*とR_m^*を精度高く算定できる．さて，2成分あるいは3成分合成波に対するH_m^*とR_m^*の値は図－2・3・46に示すようにlの増大にともない変化するが，単一成分波の場合に比してその変化の度合は小さい．さらに，H_m^*とR_m^*の絶対値も単一成分波に比して小さくなる場合が多い．このことは，鉛直消波岸壁の消波効果の面を考えると，単一成分波より多成分波の波に対する方が比較的





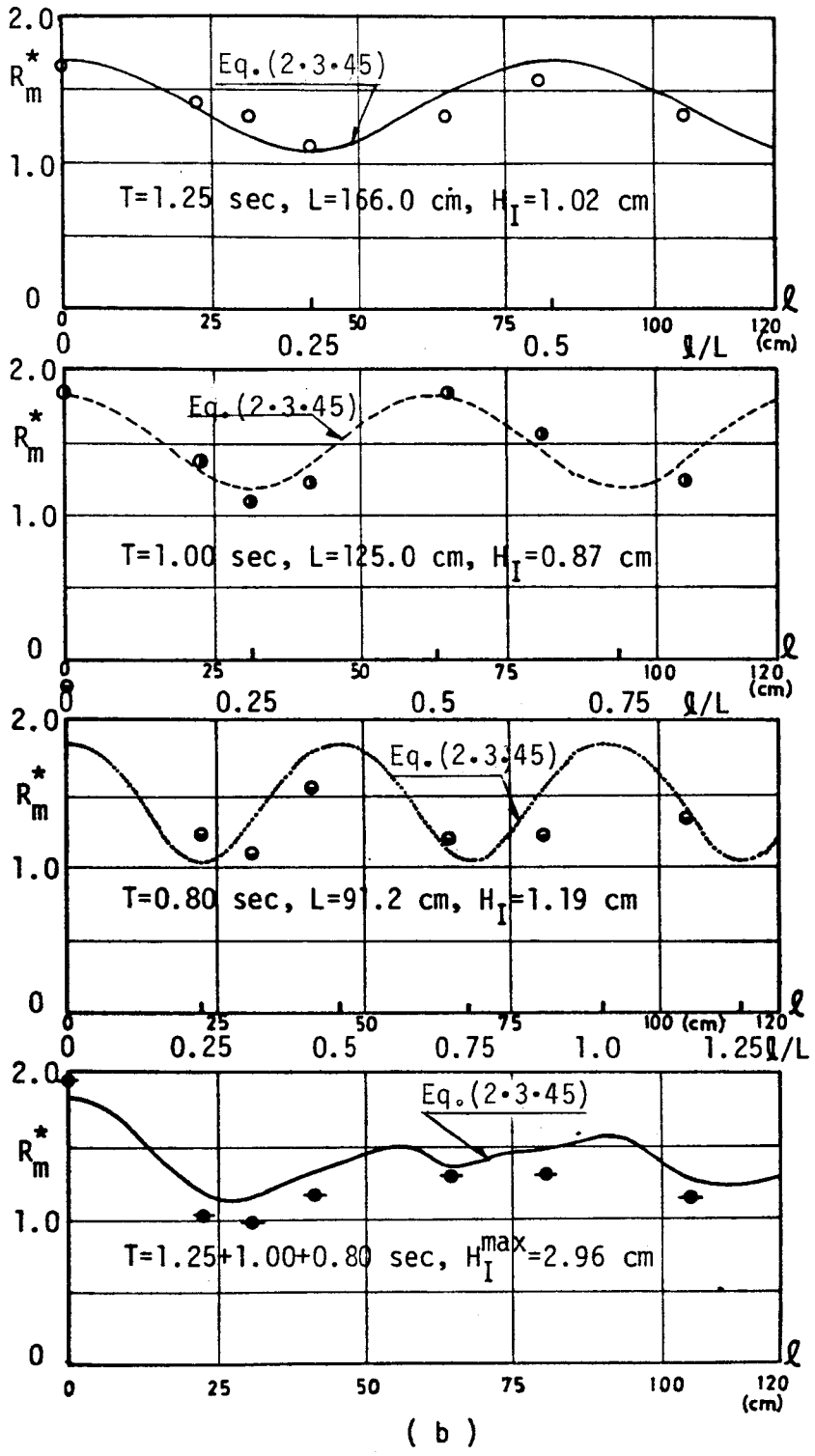
図－2・3・44
H_m^* と R_m^* と l の関係（2成分合成波）

消波効果がよいことを意味するものである．また，本実験で用いた3成分合成波，つまり卓越成分波の波高が同程度の場合の合成波に対して消波効果を高めるには，遊水部長 l としては最も短い周期の卓越成分波（W.－13 では T＝0.64秒，W.－17 では T＝0.80秒）の消波効果を最も高める遊水部長 l を採用すれば充分であるということが認められる．しかし，成分波の波高が重要な要素となるので，最も短かい周期の成分波高が他の長い周期の成分波高に比して著しく小さいときは上述の著者の実験結果とは異なるものと推定されるので，この点については実際設計する場合には注意を必要とする．

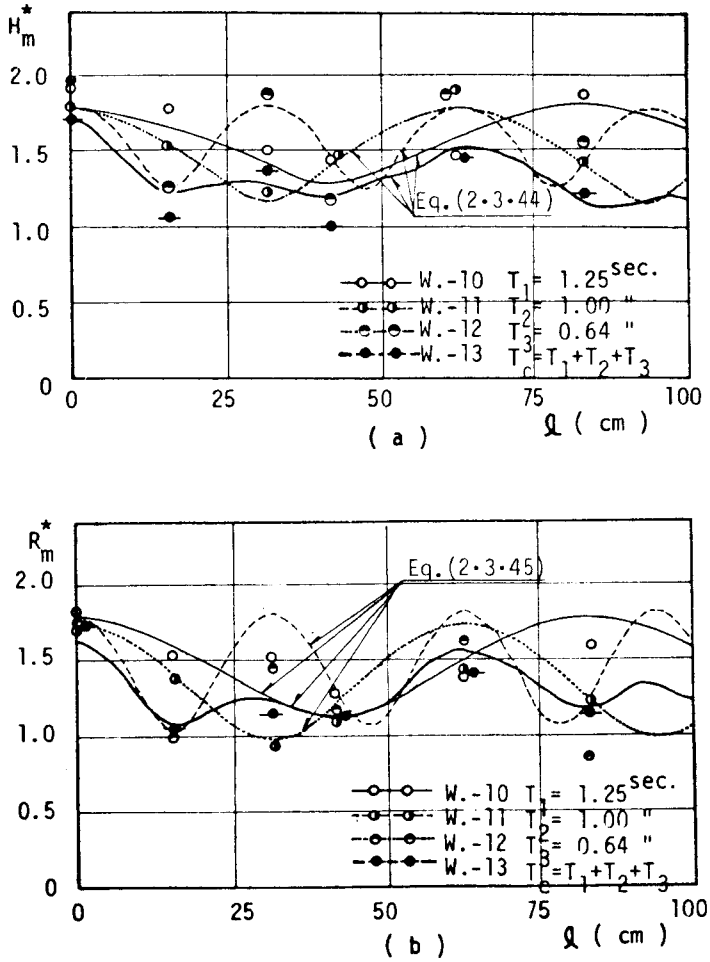


(a)

図－ 2・3・45 (a)　　H_m^* と l の関係（ W. －17 の 3 成分合成波の場合）



図－2・3・45(b)　R_m^* と l の関係（W.－17の3成分合成波の場合）



図－2・3・46　H_m^* と R_m^* と l の関係（W.－13の3成分合成波）

第6節　不規則波による水理実験

6－1　実験装置と実験方法

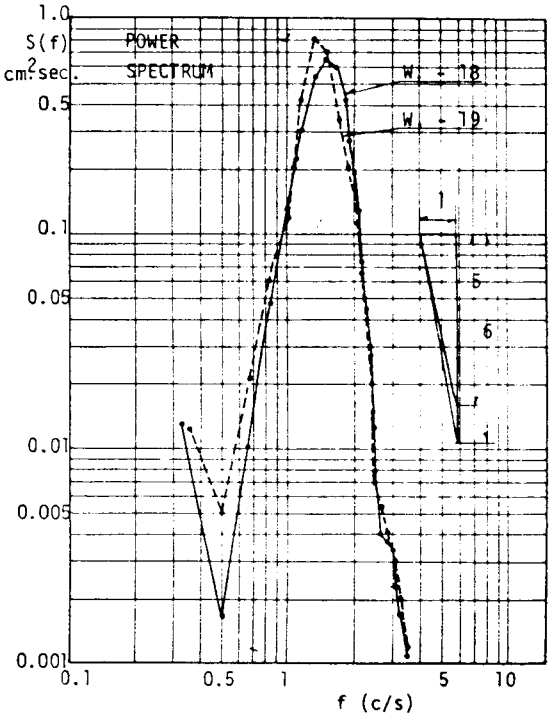
不規則波の実験に対しても実験装置及び計測器と記録器は既述の2成分と3成分合成波の場合と同一のものを用いている．不規則波はホワイト・ノイズを狭帯域フイルターを通して生起波がRayleigh分布するように設計された不規則波発生装置[15]により生起させる．不規則波に対する実験も，**第5節**と同様，岸壁前面水域での重複波と不透過壁での水位変化を計測するが，透過壁前面水域では壁面より1.5cm間隔で沖方向に180cmの範囲にわたり各測点について100秒間の水位変動を計測した．なお，この180cmの測定範囲は

表－2・3・6に示すW.－18 と W.－19の実験波のパワー・スペクトルの最大値を示す周波数 f_c の波に対しておのおの2.6波長と2.0波長の範囲に対応している．水位記録の解

表－2・3・6　実験種目（不規則波）

R U N	WAVE	透過壁厚：B（cm）	遊水部長：l（cm）
RUN-107～RUN-114	W.－18	0.8	0,10.2,16.4,20.5,30.7,41.0,61.4,82.0
RUN-115～RUN-121	〃	11.3	2.8,5.7,8.5,11,3,14.1,17.0,22.6
RUN-122～RUN-128	W.－19	11.3	〃

析は，消波岸壁による反射波が岸壁に再入射しない範囲に対しておこなう必要があり，この範囲はパワー・スペクトルのピーク周波数 f_c の波を代表波として選んで規則波換算をおこない，この波の再入射しない波数が50～60波（記録時間40秒）となることから，100秒間の記録より前半の40秒の記録を原則として採用して解析をおこなっている．図－2・3・47に示すW.－18と W.－19の不規則波（入射波）のパワー・スペクトルもこの40秒間に対応する水位記録を1/25秒間隔でサンプリングしてデーター数1000個，自由度30でBlackman-Tukey法で求めたものである．なお，後述の図－2・3・49，図－2・3・50の遊水部内の水位変動のスペクトルも同様の方法で求められたものである．有義波高と有義周期はゼロアップ・クロス法で求め，その値は表－2・3・7に示している．なお，実験種目は表－2・3・6に示すように22種目であり，また，透過壁としては第5節で用いた多孔壁以外に壁厚11.3cmの鉛直ブロック型透過モデル（空隔率50%）を用いている．



図－2・3・47　発生波のパワー・スペクトル

表－2・3・7　数　　値

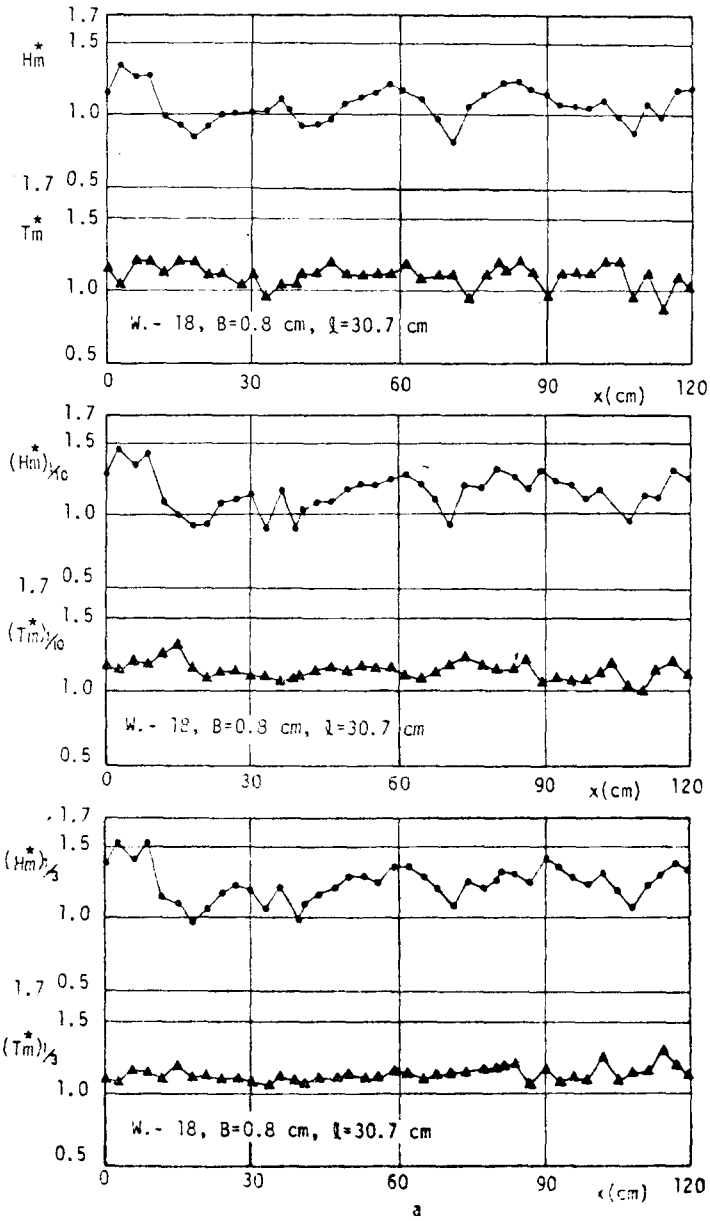
WAVE	有　義　波	透過壁厚：(cm)	T^{sec}	r_R	r_T	θ(rad.)
W.－18	$f_C = 1.50^{Hz}$ $H_{I\,max} = 3.24^{cm}$ $T_{I\,max} = 0.70^{sec}$ $H_{I\,1/3} = 2.05^{cm}$ $T_{I\,1/3} = 0.70^{sec}$ $H_{I\,1/10} = 2.68^{cm}$ $T_{I\,1/10} = 0.69^{sec}$	0.8	0.78	0.29	0.73	2.582
			0.73	0.29	0.77	-0.761
			0.69	0.33	0.68	3.799
			0.65	0.33	0.73	-0.731
			0.61	0.38	0.71	1.883
		11.3	0.78	0.40	0.71	2.582
			0.73	0.38	0.71	-0.761
			0.69	0.38	0.80	3.799
			0.65	0.41	0.57	-0.731
			0.61	0.35	0.50	1.883
W.－19	$f_C = 1.32^{Hz}$ $H_{Imax} = 3.81^{cm}$ $T_{Imax} = 0.70^{sec}$ $H_{I\,1/3} = 2.73^{cm}$ $T_{I\,1/3} = 0.78^{sec}$ $H_{I\,1/10} = 3.41^{cm}$ $T_{I\,1/10} = 0.71^{sec}$	11.3	1.00	0.31	0.76	3.475
			0.92	0.31	0.76	3.591
			0.86	0.44	0.65	0.926
			0.77	0.42	0.67	1.065
			0.73	0.38	0.71	0.112
			0.69	0.38	0.80	-0.358

（f_C：パワー・スペクトルの最大値を示す周波数，$H_{I\,max}$：最大波高，
$T_{I\,max}$：最大波高の周期，$H_{I\,1/3}$：　有義波高，$T_{I\,1/3}$：　有義波の周期
$H_{I\,1/10}$：1/10 最大波高，$T_{I\,1/10}$：1/10 最大波の周期）

6－2　実験結果とその検討

6－2・1　前面水域の波高分布

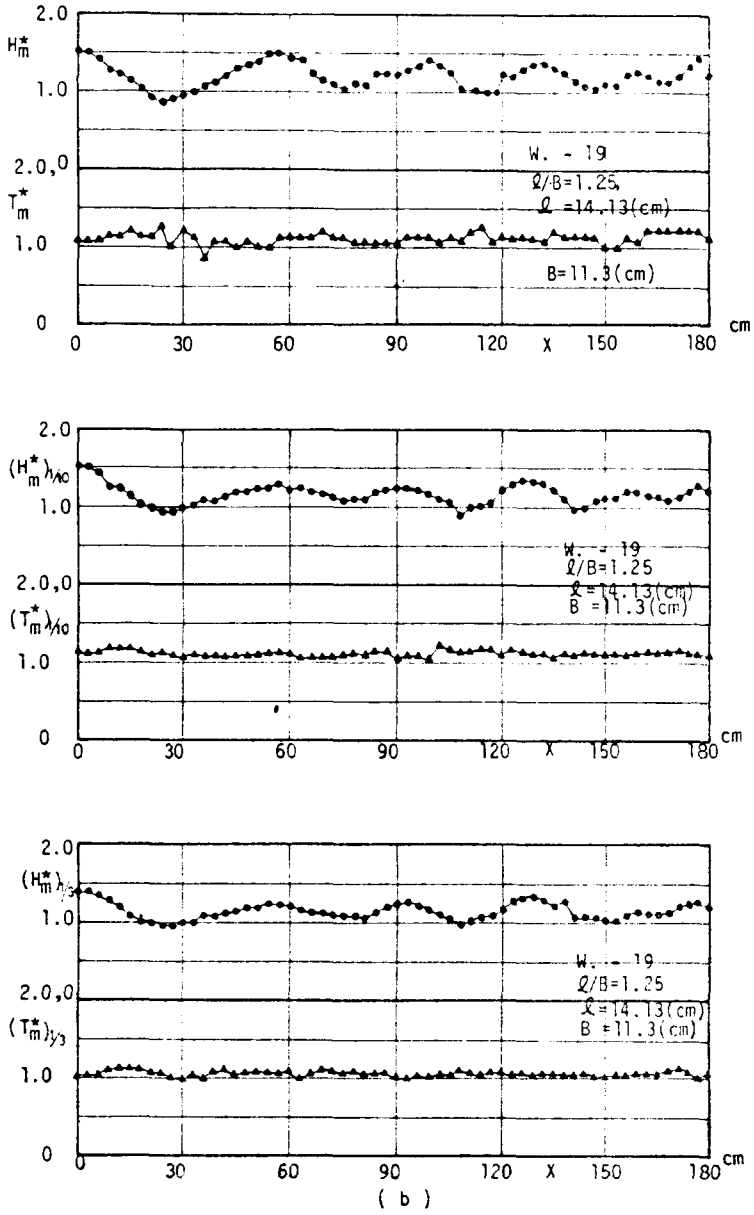
岸壁前面水域あるいは遊水部内の水位変動は2成分，3成分波の場合より極めて複雑であることはいうまでもないが，第5節に対応して論議をすすめるため，まず，岸壁前面水域の重複波の波高分布特性について述べる．



図－2・3・48(a)　岸壁前面水域での重複波の波高分布
（W.－18の不規則波）

重複波高として最大重複波高$H_{C\max}$と1/10最大重複波高$H_{C\,1/10}$と有義重複波高$H_{C1/3}$をとりあげてxにともなう波高分布をそれぞれの入射波の波高で無次元化して示した例が図－2・3・48であり，同図には無次元化波高に対応する無次元周期も同時に示されている。なお，$H_m = H_{C\max}/H_{I\max}$，$(H_m)_{1/10} = H_{C1/10}/H_{I\,1/10}$，$(H_m)_{1/3} = H_{C1/3}/H_{I\,1/3}$，$T_m$，$(T_m)_{1/10}$，$(T_m)_{1/3}$はおのおの$H_{C\max}$，$H_{C\,1/10}$，$H_{C\,1/3}$に対応する周期をおのおのの入射波に対する周期$T_{I\max}$，$T_{I\,1/10}$，$T_{I\,1/3}$で無次元化されたものである。

例として，図－2・3・40(a),(b)に示されているように$H_m = H_{C\max}/H_{I\max}$，$(H_m)_{1/10} = H_{C1/10}/H_{I\,1/10}$，$(H_m)_{1/3} = H_{C1/3}/H_{I\,1/3}$は$x$の増大にともない極大値と極小値を交互に示して変化している。そして，その絶対値には差異はあるものの，xの増大にともなう波高の分布形状の概略はH_m，$(H_m)_{1/10}$と$(H_m)_{1/3}$とも類似しており，したがって，$H_{C\max}/H_{I\max} = H_m$一波のみを抽出



図－2·3·48(b)　岸壁前面水域での重複波の波高分布
（W.－19の不規則波）

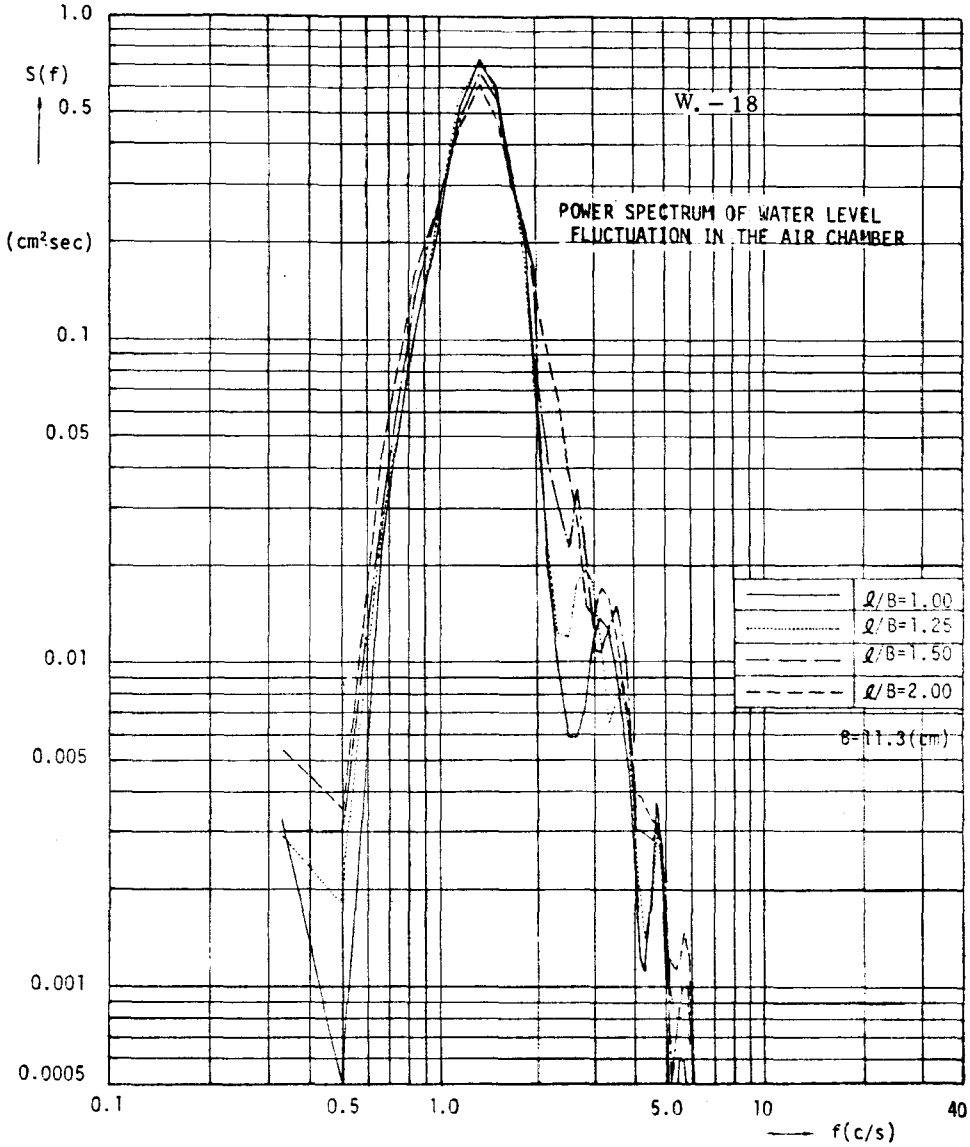
して論議しても1/10最大重複波高あるいは

有義重複波高といった波高の大きい部分の平均量の特性が比較的精度高く推測できることを示していると考えてよかろう．一方，周期についてはT_m，$(T_m)_{1/10}$，$(T_m)_{1/3}$ともにxの増大にともなう変化は小さくその値はほとんど1より大きくなっており，この傾向はT_mより$(T_m)_{1/3}$の方が著るしい．このことは，重複波の最大波高，1/10最大波高，

有義波高の周期は入射波のそれぞれに対する周期より長くなることを示している．なお，H_mとT_m，$(H_m)_{1/10}$と$(T_m)_{1/10}$，$(H_m)_{1/3}$と$(T_m)_{1/3}$の相関関係は明確でない．

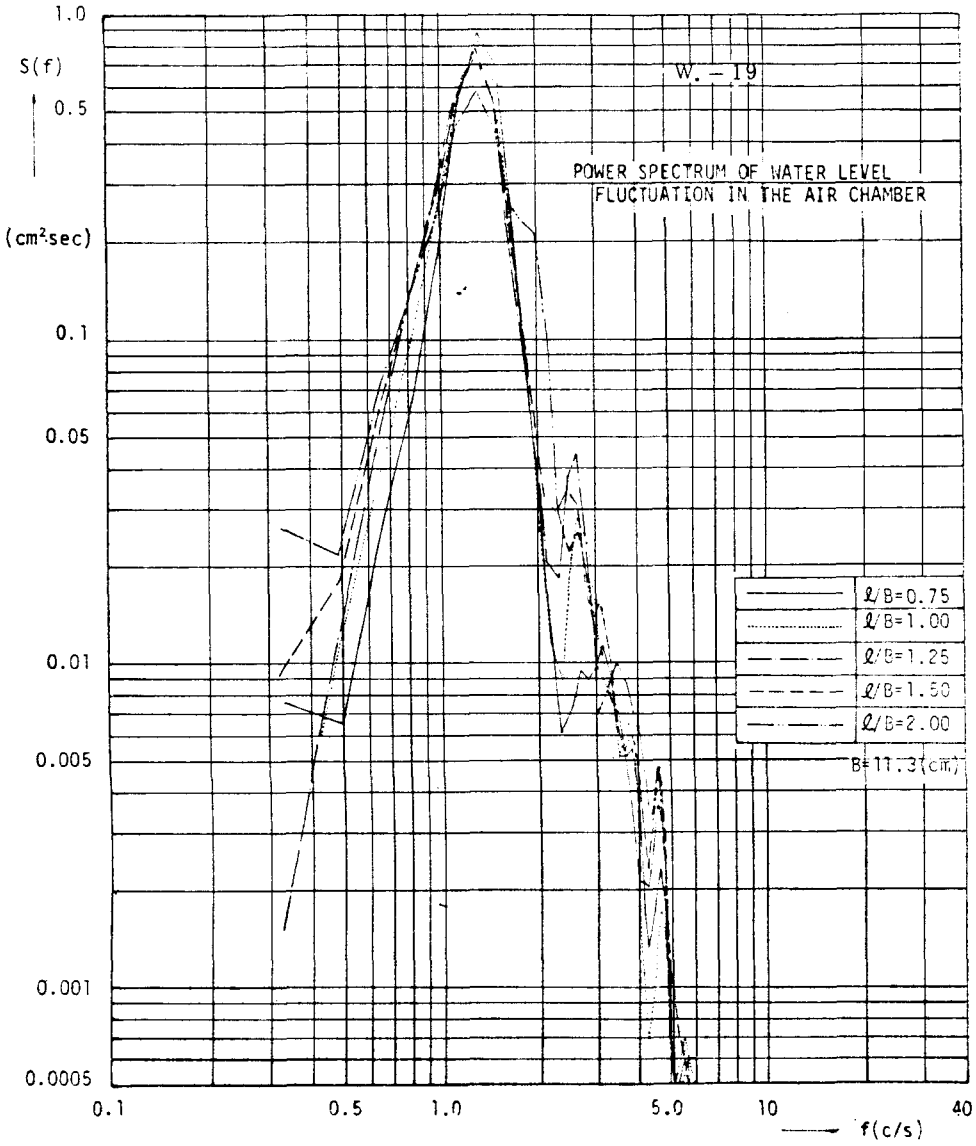
6－2·2　遊水部内の水位変動

遊水部内の不透過壁面上での水位変動のパワー・スペクトルS(f)をB＝11.3cmの場



図－2・3・49　遊水部内不透壁での水位変動のパワー・スペクトル（W.－18の不規則波）

合について示すと図－2・3・49，図－2・3・50となる．同図によれば，パワー・スペクトルのピーク周波数 f_c 近傍の1.2 HZ～1.5 HZの波のパワーは無次元遊水部長 l/B が大きくなるにつれてほぼ単調に減少している．これは1.2 HZ～1.5 HZの成分波の波長 L_f と l との比 l/L_f が $l/B=1.5$ ～ 2.00 でほぼ1/4 となり，したがって第3節の規則波で明らかにしたように水位変動が極小値をとるためと考えられる．また，同図によれば，2.0 HZ～6.0 HZ間の周波数の波のパワーが l/B の増大にともない著しく変動している．これは2.0 HZ ～



図－2・3・50　遊水部内不透壁での水位変動のパワースペクトル（W.-19の不規則波）

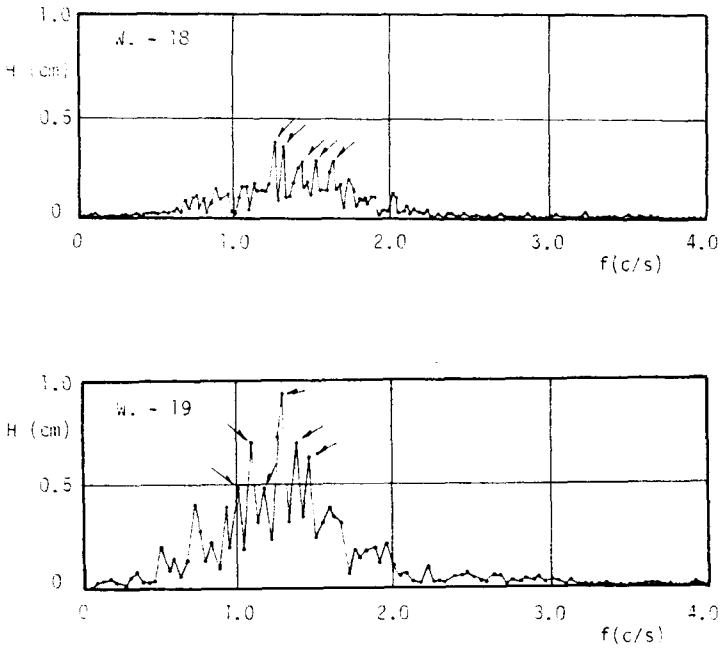
6.0^{HZ}の波の波長がピーク周波数f_c近傍の1.2^{HZ}～1.5^{HZ}の波に比してかなり短いので，l/Bの増大にともない遊水部間での反復反射の効果が著るしいためと推測される．また

パワー・スペクトル全体としてはl/Bの増大にともない偏平になっていく傾向も認められる．

6－2・3　消波特性

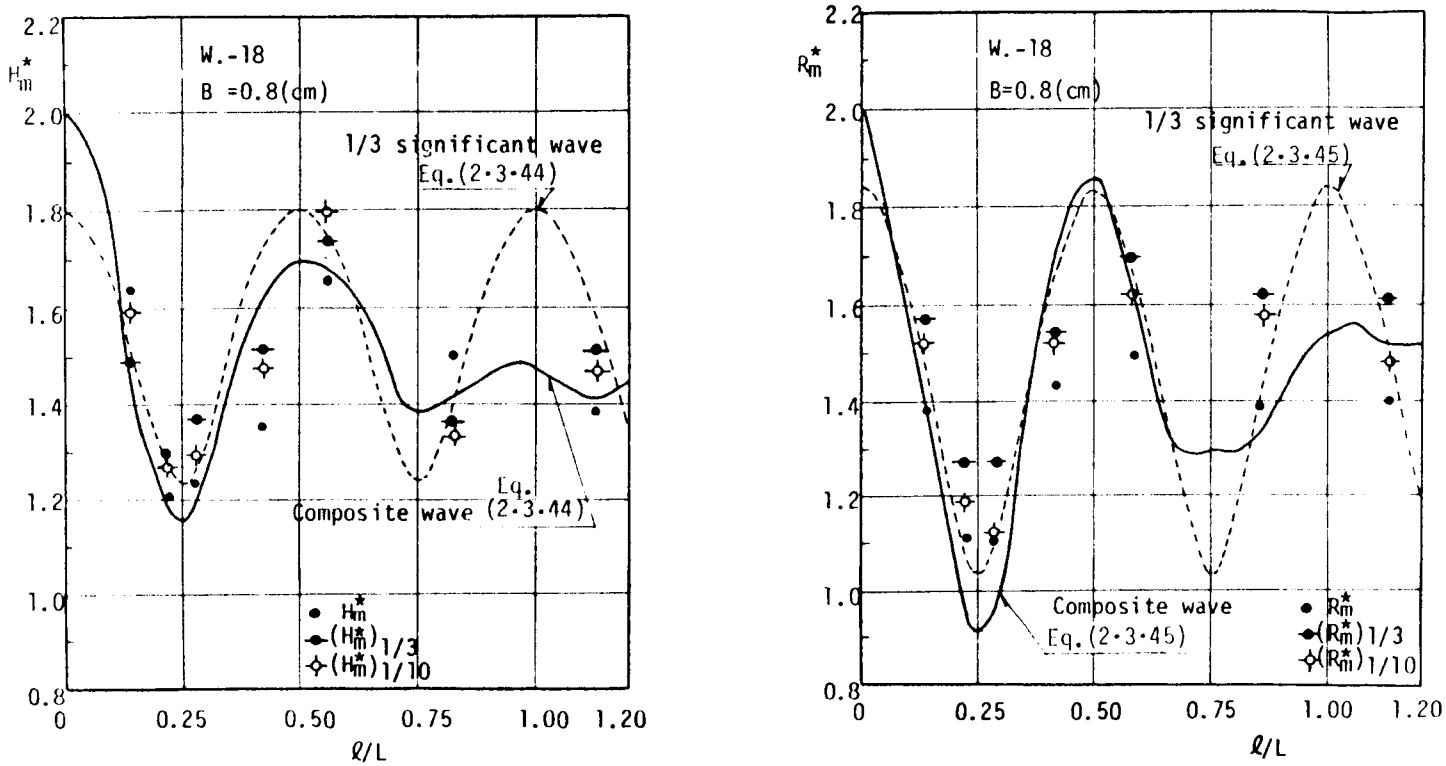
ここでは，2成分波および3成分波と同様に，岸壁前面水域および遊水部内不透過壁面上での水位変動の最大値H_m^*とR_m^*をとりあげて，第5節と同様の論議をおこなう．また，従来不規則波を1/3有義規則波に換算して論議される場合が多いので，その妥当性をこの消波岸壁について検討していく．

H_m^*とR_m^*を式(2・3・44)，式(2・3・45)を用いて図－2・3・48に示すパワー・スペクトルに対して正確に計算することは極めて煩雑である．図－2・3・48に示すパワー・スペクトルをフーリエ成分波高表示にすると図－2・3・51となるので，W.－19の波については1.00^{HZ}，1.08^{HZ}，1.16^{HZ}，1.30^{HZ}，1.37^{HZ}，1.45^{HZ}の周波数の波を卓越成分波とみなし6成分合成波として便宜上近似し，また，W.－18の波については1.28^{HZ}，1.38^{HZ}，1.45^{HZ} 1.55^{HZ}，1.65^{HZ}の5つの周波数の波を卓越成分波とみなして5成分合成波として計算をするものとする．なお，図－2・3・51，は図－2・3・48を求めた同一の時間波形を1/25秒間隔でサンプリングして調和解析して求めたものである．

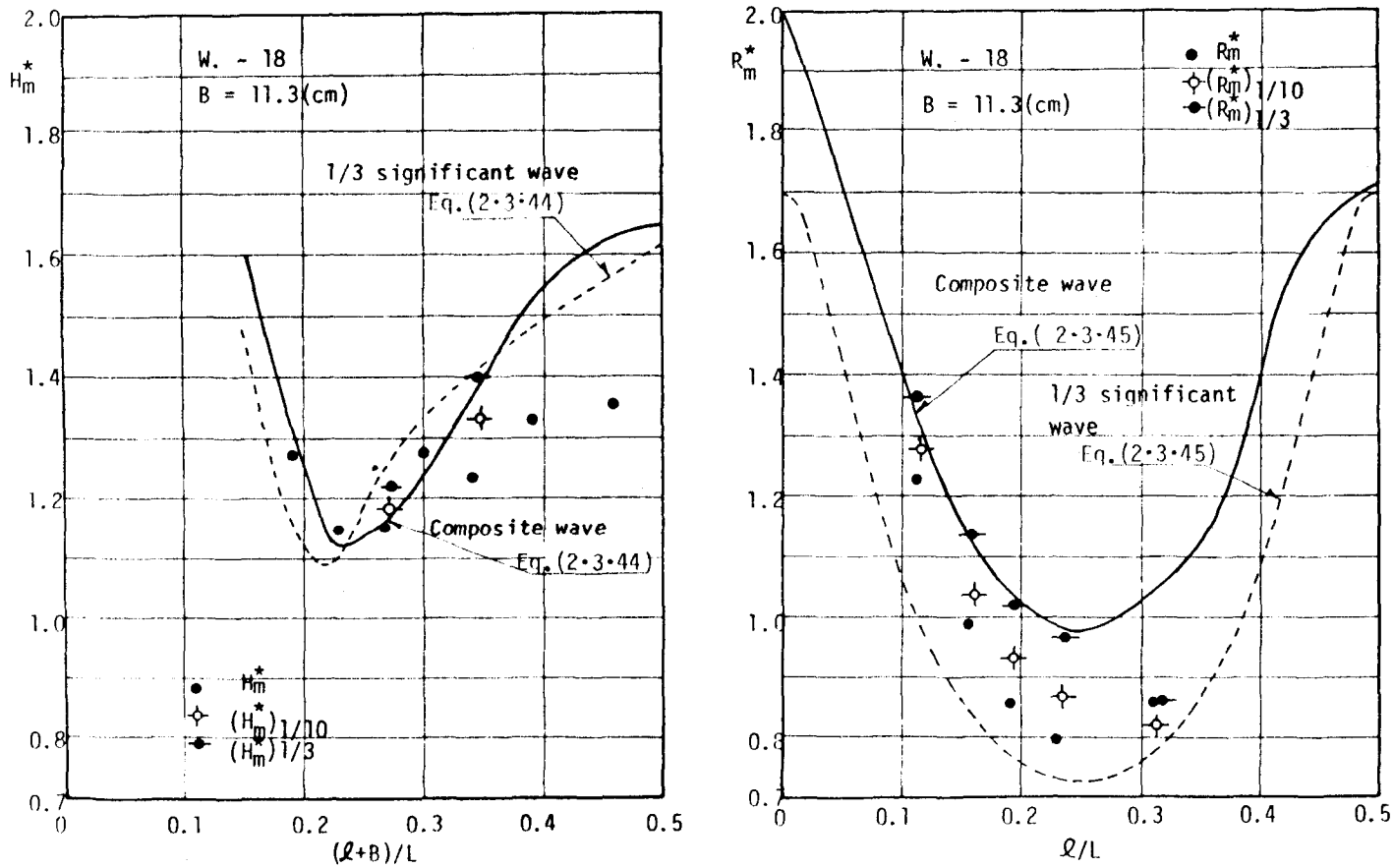


図－2・3・51　成分波高スペクトル

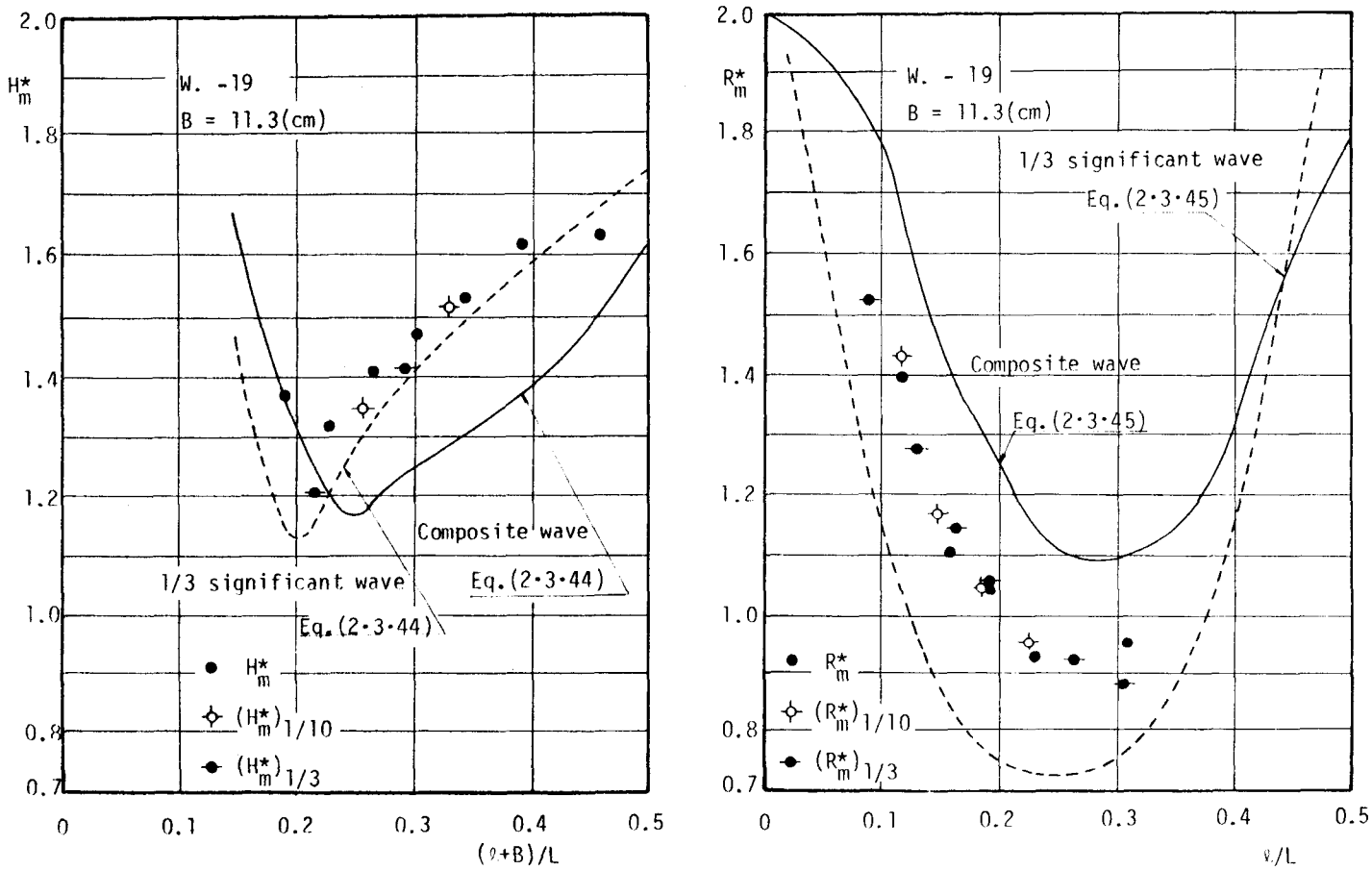
図－2・3・52，図－2・3・53，図－2・3・54はH_m^*とR_m^*とl/Lとの関係を示したもので，図中の●印は実験値であり，実線の曲線は6成分あるいは5成分合成波に対する計算値，破線は　有義波に対する計算値である．なお，波長Lは　有義波については表-2・3・7に示す$T_{1/3}$の周期に対する波長，5成分あるいは6成分合成波の場合は実験値と同様最大波高に対応する周期



図－2·3·52　H_m^* と R_m^* と l/L の関係（W.－18の不規則波）



図－2·3·53　H_m^* と R_m^* と（ l ＋B）/L あるいは l /Lとの関係（ W. － 18 の不規則波 ）



図－2·3·54　H_m^* と R_m^* と l/L の関係（W.－19 の波）

T_{max}（表－2・3・7に示されている）の波長を用いている．既に第3節で指摘したように，透過壁厚が厚くなって波の位相がずれる場合は無限の反復反射を考える方が実験とあうため，図－2・3・53と図－2・3・54に示す計算式は無限の反復反射にもとづく式（2・3・36），式（2・3・38），式（2・3・40）と式（2・3・42）を用いている．なお，図－2・3・52に示すB＝0.8cmの場合は第5節と同様有限の反復反射にもとづく，式（2・3・35），式（2・3・37），式（2・3・39）と式（2・3・41）を用いている．また，これらの計算値は表－2・3・7に示す実験値を用いておこなわれている．

図－2・3・52に示すW.－18の不規則波に対するH_m^*とR_m^*の実験値は，ともに$l/L \cong 0.25$で極小値，$l/L \cong 0.5$前後で極大値を示し，規則波と同様の特性を示すが，$l/L > 0.5$の範囲の変化は規則波に比して小さいことが特徴的である．$l/L \leqq 0.5$では計算値は1/3有義波換算値と5成分波合成近似値との差異がないため，両者の計算値はいずれも実験値とよく一致している．なお，$l/L > 0.6$では$l/L = 0.75$と$l/L = 1.0$に対する実験値がないので計算値との完全な比較検討はできないが，第5節で述べた2成分，3成分合成波に対する結果より判断すれば，l/Lの増大にともなう実験値の変化は小さく1/3有義波換算値（図中の破線の曲線）より5成分合成波の値に近い値を示すものと著者は考えている．図－2・3・53はB＝11.3cm（$B/L_{I\,max} \cong 0.151$，L_{Imax}は$T_{I\,max}$に対応する波長）の透過壁での波の位相がずれる場合について示したものであり，この場合の波の位相のずれは予備実験で既に著者らが求めた，$\theta_{RJ}=0$，$\theta_{TJ}=-2\pi(B)/L_J$の関係式を用いており，図－2・3・54についても同様である．H_m^*とR_m^*の実験値と計算値の絶対値には若干の差異はあるものの，計算値と実験値の傾向は比較的よく一致しており$(l+B)/L < 0.5$の範囲については充分計算によりH_m^*とR_m^*を推算できるといえる．図－2・3・54はB＝11.3cm（$B/L_{I\,max} \cong 0.151$）の場合で，W.－19の波に対する値を示したものである．6成分合成波近似値はH_m^*については実験値と差異が認められる．これは6成分合成波では近似が不充分であることが大きな原因と考えられ，W.－19の波については7成分以上の成分波合成として近似させて精度を高める必要があるといえる．一方，有義波換算値は実験値とH_m^*とR_m^*ともかなりよく一致している．したがって，図－2・3・52～図－2・3・54より判断すれば，工学上特に重要なH_m^*とR_m^*を極力小さくするための遊水部長lとその時のH_m^*とR_m^*の概略値は不規則波を有義波（規則波）に換算して，著者の提案した反復反射にもとづく式（2・3・35）～式（2・3・38）を用いると比較的精度高く求めうることが検証されたと考えてよかろう．また，図－2・3・52～図－2・3・54には比較のため，$(H_m^*)_{1/10}$，$(R_m^*)_{1/10}$の実験値（図中-○印）と$(H_m^*)_{1/3}$，$(R_m^*)_{1/3}$の実験値

（図中●印）が示されている．なお，$(H_m^*)_{1/10}$と$(H_m^*)_{1/3}$は岸壁前面水域での1/10最大重複波高の最大値，　有義重複波高の最大値をおのおの入射波の1/10最大波高，　有義波高で無次元化した値，$(R_m^*)_{1/10}$と$(R_m^*)_{1/3}$は不透過壁での1/10最大重複波高，有義重複波高をおのおの入射波の1/10最大波高，　有義波高で無次元化した値である．なお実験値は無次元化するとき用いた有義波高の波長を用いて，l/L，$(l+B)/L$の値に対して示されている．同図によれば，$(H_m^*)_{1/10}$，$(H_m^*)_{1/3}$，$(R_m^*)_{1/10}$，$(R_m^*)_{1/3}$といった平均量に対しても，l/Lあるいは$(l+B)/L$の変化にともなう値の挙動は最大波高一波のみを取りあげたH_m^*，R_m^*とほとんど一致しており，その値の絶対値もH_m^*，R_m^*とほとんど大差がないことがわかる．このことはH_m^*，R_m^*を論議すれば，$(H_m^*)_{1/10}$，$(H_m^*)_{1/3}$，$(R_m^*)_{1/10}$，$(R_m^*)_{1/3}$といった平均量の特性もまた充分よく推測できることを示している．また，$(H_m^*)_{1/10}$，$(H_m^*)_{1/3}$，$(R_m^*)_{1/10}$，$(R_m^*)_{1/3}$の実験値は$l/L \leqq 0.6$の範囲で計算値と比較的よく一致している（図－**2・3・46**の合成波のH_m^*については大きくずれる）．以上綜合すると，工学上特に有意義な$l/L \leqq 0.30$の範囲では，　有義波に不規則波を換算して求めた計算値はH_m^*とR_m^*および$(H_m^*)_{1/10}$，$(H_m^*)_{1/3}$と$(R_m^*)_{1/10}$，$(R_m^*)_{1/3}$の実験値と比較的よく一致していることから，この種の遊水部を有する鉛直消波岸壁を現地海岸へ施工する場合の極めて有用な基礎資料が得られたといえよう．

第7節　結　論

以上，本論では遊水部を有する鉛直消波岸壁をとりあげて，規則波，2成分合成波，3成分合成波と不規則波に対する消波効果とそれにともなう浅海波の変形を，遊水部内の水面振動，岸壁前面水域での反射率と重複波の最大波高の面よりとらえて，実験的・理論的に検討を加えてきた．本章で得られた結論を要約すればつぎのようである．

1）一重透過壁及び二重透過壁を有する鉛直消波岸壁の消波特性は遊水部間での波の反復反射を考え，それにより形成される成分素波を単純に重ね合せることにより充分理論的に算定できる．つまり，規則波については，一重透過壁型の場合は，反射率γ_R^*は式（2・3・5），式（2・3・6），遊水部内の水位変動$|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$は式（2・3・9），式（2・3・10）で算定できる．また，二重透過壁型の場合は，γ_R^*は式（2・3・21），式（2・3・24），$|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$は式（2・3・29），式（2・3・32）で算定できる．なお，透過壁で波の位相がずれる場合は，反復反射を無限に考えて導いた，式（2・3・5），式（2・3・9），式（2・3・21），式（2・3・29）で算定しなければならない．

2）一重透過壁の鉛直消波岸壁については，現地不規則風浪の卓越成分波の抽出が正確であれば，その成分波の線型重ね合せにより式（2・3・39）～式（2・3・42），式（2・3・44），式（2・3・45）で充分精度高く消波特性の算定ができる．

3）不規則波に対し，最も消波効果を高める遊水部長とその時の消波特性の概略値は不規則波を　有義波に換算して，一重透過壁型については式（2・3・9）と式（2・3・5）及び式（2・3・6）と，式（2・3・10）で算定可能と考える．

参　考　文　献

1）Jarlan, G.E.: A perforated wall breakwater , The Dock & Harbour Authority, Vol.XLI, No.486, April.1961, pp.394～398.

2）Boivin, R. : Comments on vertical breakwaters with low coefficients of reflection, The Dock & Harbour Authority, Vol.XLV, No.524, Jun.1964, pp.56～60.

3）Terrett, F.L., and Osorio, J.D.C. and Lean, G.H. : Model studies of perforated breakwater, Proc. of 11th Conf. on Coastal Eng. Vol.II, 1968, pp.1104～1120.

4）Marks, W. and G.E.L., Jarlan : Experimental studies on a fixed perforated breakwater, Proc. of 11th Conf. on Coastal Eng. Vol. II, 1968, pp.1121～1140.

5）Richey, E.P. and C.K. Sollitt : Wave attenuation by porous walled breakwater, Journal of A S C E., August, 1970, pp.643～663.

6）井島武士・奥薗英明・湯村やす・坂井久雄：遊水部を持つ直立消波防波堤と護岸，第19回海岸工学講演会論文集，1972, pp.185～192.

7）椹木亨・岩田好一朗：多孔壁式鉛直消波岸壁の水理特性に関する二・三の考察，土木学会論文報告集，第220号，12月，1973, pp.53～63.

8）椹木亨・岩田好一朗：二重透過壁を有する鉛直消波岸壁の消波効果について，土木学会論文報告集，（投稿中），1976.

9）椹木亨・岩田好一朗・冨士川洋一：不規則波に対する鉛直消波岸壁の消波効果に関する検討，土木学会論文報告集，（投稿中），1976.

10）7）と同じ

11）7）と同じ

12）8）と同じ

13）鹿島遼一：不規則な波の入射および反射エネルギースペクトルの測定法について，第15回海岸工学講演会講演集，1968，pp.91～98.

14）合田良実・鈴木康正：不規則波に対する反射波の分離法について，土木学会関東支部年講概要集，昭和49年.

15）椹木亨・岩田好一朗・田端竹千穂：造波機の性能について，土木学会論文報告集，第189号，1971，pp.53～61.

第4章　離岸堤の設置にともなう浅海波の変形機構とその制御工法に関する基礎的研究

第1節　概　説

近年海岸堤防越波量の低減をもたらし，さらに沿岸漂砂をその背後に堆積させていわゆるトムボロ地形を形成する機能をもつ離岸堤が特に侵蝕の激しい海岸の防災工法として広く施工されてきていることはよく知られている．また，この離岸堤工法は自然環境回復の一環としての人工養浜による砂浜の造成工法の附帯工法としてもよく用いられていることは周知の事実である．

このように，離岸堤工法は防災面のみならず，自然環境の回復と維持の面でも極めて意義深い工法であるため従来から実験的かつ理論的な検討が加えられてきており，離岸堤のもつ波浪減殺と漂砂の堆積の機構が次第に明らかになってきている．[1] しかし，後述するように離岸堤の配置計画，例えば，離岸堤の設置距離，あるいは，設置間隔などについては不明な点が多く，離岸堤の構築にあたっては経験的・試行的な点に依拠する所が多く水理学的に解決すべき問題点が多く残されている．

いうまでもなく，離岸堤のもつ波浪低減機能は離岸堤の(i)設置個数，(ii)天端上の越波の許容の有無，(iii)不透過堤か透過堤か，(iv)海岸堤防及び養浜工（人工養浜工）の近接の有無，などといった各種の設置状況により異なるはずであり，この特性を解明すべく従来3次元的な取り扱いとその単純化された2次元的な取り扱いの両面より実験的・理論的な検討が加えられてきた．

このうち2次元の取り扱いについては離岸堤を一基設置する場合は，離岸堤を透過あるいは不透過な潜堤，あるいは防波堤として取り扱うことができて，この面での研究は古くから行なわれてきた．Newman[2] や Black- Mei[3] は離岸堤を不透過潜堤として変分法と積分方程式を用いて境界値問題として反射率・透過率を求めており，井島[4] は第3章の消波岸壁の項で紹介したと同様のより簡単な手法で境界値問題として透過及び不透過潜堤による波の反射率と透過率などを理論的に求めた．また第2章の概説で述べたように，近藤[5]ら，Sollitt & Cross[6]，富永・坂本[7] らは捨石堤に対する反射率と透過率の理論解を求めその妥当性を実験的に検証している．一方，細井・富永[8] は実験的に検討を加えて離岸堤

による波高低減は堤体高，堤体幅，設置水深により支配されることを示し，合田・竹田[9]は越波による防波堤背後への透過波高が静水面上の天端高と入射波との比により決定されるとして実験結果から実験式を提案した．また，中村・白石・佐々木[10]は主に不透過潜堤上の砕波による消波効果について実験的検討を加えて所要の消波効果を与える算定図表を提案した．なお，不規則波を対象として論議を行なったものには堀川ら[11]やThornton[12]らなどの主たる研究があり，堀川らは潜堤による風波の減衰の実験を行ないスペクトル解析法により，潜堤通過直後の波は非線型性が強いこと，潜堤による各成分波の波高低減は規則波とほぼ同傾向であることを示し規則波に対して得られた成果が不規則波に拡張できうることを指摘した．

しかしながら，離岸堤を1基だけでなく複数基（2次元的に）設置したり，あるいは他の透過性構造物と併置する場合については特殊な場合を除いて実際に現地海岸に施工されないので水理学的な興味はあるがほとんど取り扱われていない．また離岸堤背後に海岸堤防が近接している場合，あるいは養浜工法で離岸堤を用いる場合などにみられるように海岸堤防あるいは造成養浜工などが近接しているような状態での離岸堤の波浪低減機能は離岸堤1基の場合と当然異なると考えられるが，この点に関する系統的な研究はほとんどなされていない．

一方，3次元の取り扱いは2次元の取り扱いよりも工学上極めて重要である．この3次元の取り扱い面で離岸堤が単独に存在する場合で不透過堤で且つ天端を波が越波しない場合については，いわゆるSommerfeldの回折理論[13]あるいはその理論解を用いた田中[14]の手法により離岸堤背後への透過波の算定が明確にできる．しかし不透過堤でも，潜堤となる場合，あるいは越波をゆるさなくても空隙率の大きな透過堤の場合のように，回折波以外に離岸堤を通過して伝達する波が共存するような場合の透過波の算定に関する系統的な研究はない．また離岸堤の他に，他の構造物が近接するような複合された状況，例えば，離岸堤の岸側に海岸堤防が近接している場合については豊島[15]，著者ら[16]などの若干の実験的な考察もあるが，詳細な論議は充分なされていない．僅か，長周期波を対象として半無限長の離岸堤背後に海岸堤防が存在する場合の海岸堤防前面の波高を求めた和田[17]の理論解がある程度である．しかし，この和田の解も現地で必要とされる短周期波への拡張は無理がある．

このように，3次元の取り扱いは工学的な意味，防災上の意義からいって，2次元の取り扱いに比して極めて重要であるにもかかわらずその系統的な論議がなされていないのは，解析上の困難さもあるが，防災工学上直ちに海岸堤防越波に結びつけるため，その越波流

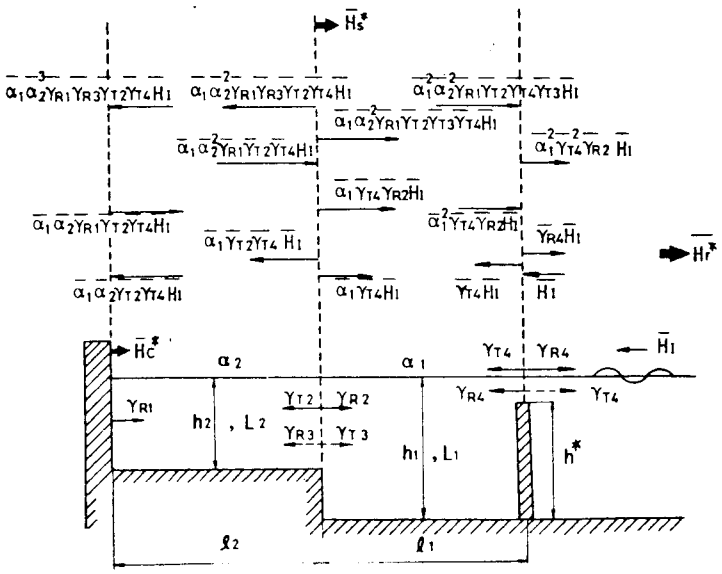
量係数の中に離岸堤による波浪低減効果を同時につつみ込んで取り扱ってきた点によるところが極めて大きいと判断される．しかし，海岸水理学の基本に立ちかえってみると，離岸堤による回折波と透過波が共存する波動場の特性は明解に解明しなければならない問題であることはいうまでもない．

本章では，近年わが国においてよくみうけられる離岸堤の岸側に人工養浜工と海岸堤防が近接している複合された状態をとりあげて，それにともなう浅海波の変形を2次元の面から論議するものである．なお2次元の取り扱いでは暴風高潮時を想定し，したがって離岸堤は潜堤になるものとして取り扱うこととする．

第2節　理論解析

2－1　海岸堤防前面波高と養浜工前面反射率及び離岸堤前面反射率について

この理論解析においては，概説でも述べたように，異常潮位で離岸堤が潜堤となりこの潜堤を通過した波が海岸堤防への卓越来襲波となる二次元モデルを想定して，図－2・4・1に示すような人工養浜工と離岸堤が海岸堤防前面に存在する場合の海岸堤防前面波高と養浜工前面反射率と離岸堤前面反射率を求める．いま離岸堤を越えて海岸堤防に入射してくる波が離岸堤と堤防間で無限に反復反射を行なうものとする．第2章第3章同様式(2・4・1)に示す表示式を用いると，無次元表示の海岸堤防前面波高 $|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|$，離岸堤前面の反射率 $\gamma_R^* = |\bar{H}_r^*/\bar{H}_I|$，養浜工前面の反射率 $|\bar{H}_S^*/\bar{H}_I|$ はおのおの式(2・4・2)，



図－2・4・1　反復反射状況

式（2・4・3），式（2・4・4）で与えられる．

$$
\left.
\begin{array}{l}
\text{入射波：}\ \bar{H}_I = H_I \exp(i\hat{\theta}_I) \\
\text{反射率：}\ \bar{\gamma}_{RJ} = \gamma_{RJ} \exp(i\hat{\theta}_{RJ}),\ (J=1,2,3,4) \\
\text{透過率：}\ \bar{\gamma}_{TJ} = \gamma_{TJ} \exp(i\hat{\theta}_{TJ}),\ (J=2,3,4) \\
\text{減衰率：}\ \bar{\alpha}_J = \alpha_J \exp(-2\pi i x/L),\ (J=1,2) \\
\qquad\qquad \alpha_J = \exp(-\varepsilon_J x/L_J),\ (J=1,2)
\end{array}
\right\} \cdots\cdots (2\cdot4\cdot1)
$$

$$
|\bar{H}_C^*| = |\bar{\alpha}_1 \bar{\alpha}_2 \bar{\gamma}_{T2}\bar{\gamma}_{T4}(1+\bar{\gamma}_{R1}) \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_2^2 \cdot \bar{\gamma}_{R3} \cdot \bar{\gamma}_{R1})^{n-1} \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4})^{n-1} \cdot
$$

$$
\sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R4}\bar{\gamma}_{T2}\bar{\gamma}_{T3} \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R3}\bar{\gamma}_{R1})^{n-1} \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4})^{n-1} \right\}^{n-1} \Big| |\bar{H}_I|
$$

したがって，

$$
\left|\frac{\bar{H}_C^*}{\bar{H}_I}\right| = \left| \bar{\alpha}_1 \cdot \bar{\alpha}_2 \cdot \bar{\gamma}_{T2} \cdot \bar{\gamma}_{T4} (1+\bar{\gamma}_{R1}) \left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R3}\bar{\gamma}_{R1}}\right) \left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4}}\right) \times \right.
$$

$$
\left. \left\{ \frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R4}\bar{\gamma}_{T2}\bar{\gamma}_{T3} \left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R3}\bar{\gamma}_{R1}}\right) \left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4}}\right)} \right\} \right| \cdots\cdots (2\cdot4\cdot2)
$$

$$
|\bar{H}_r^*| = \Bigg| \bar{\gamma}_{R4} + \bar{\gamma}_{T4}^2 \bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4})^{n-1}
$$

$$
+ \bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{T2}\bar{\gamma}_{T3}\bar{\gamma}_{T4}^2 \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R3})^{n-1} \cdot \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_1^2 \cdot \bar{\gamma}_{R2} \cdot \bar{\gamma}_{R4})^{n-1} \right\}^2 \times
$$

$$
\sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \bar{\alpha}_1^2 \cdot \bar{\alpha}_2^2 \cdot \bar{\gamma}_{R1} \cdot \bar{\gamma}_{R4} \cdot \bar{\gamma}_{T2} \cdot \bar{\gamma}_{T3} \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R3})^{n-1} \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4})^{n-1} \right\}^{n-1} \Bigg| |\bar{H}_I|
$$

$$
\gamma_R^* = \frac{|\bar{H}_r^*|}{|\bar{H}_I|} = \Bigg| \bar{\gamma}_{R4} + \bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{T4}^2 \left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4}}\right)
$$

$$
+ \bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{T2}\bar{\gamma}_{T3}\bar{\gamma}_{T4}^2 \left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R3}}\right) \left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4}}\right)^2 \times
$$

$$\left\{ \frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2\bar{\alpha}_2^2\bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R4}\bar{\gamma}_{T2}\bar{\gamma}_{T3}\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_2^2\bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R3}}\right)\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2\bar{\gamma}_{R2}\gamma_{R4}}\right)} \right\} \Bigg| \quad \text{------}(2\cdot4\cdot3)$$

$$|\bar{H}_S^*| = \Bigg| \bar{\alpha}_1\bar{\gamma}_{T4}\sum_{n=1}^{\infty}(\bar{\alpha}_1^2\bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4})^{n-1}\cdot\Bigg\{\bar{\gamma}_{R2}+\bar{\alpha}_2^2\bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{T2}\bar{\gamma}_{T3}\sum_{n=1}^{\infty}(\bar{\alpha}_2^2\bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R3})^{n-1}$$

$$\times\sum_{n=1}^{\infty}(\bar{\alpha}_1^2\bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4})^{n-1}\cdot\left(\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\bar{\alpha}_1^2\bar{\alpha}_2^2\bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R4}\bar{\gamma}_{T2}\bar{\gamma}_{T3}\sum_{n=1}^{\infty}(\bar{\alpha}_1^2\bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4})^{n-1}\sum_{n=1}^{\infty}(\bar{\alpha}_2^2\bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R3})^{n-1}\right\}^{n-1}\right)\Bigg\}\Bigg|\cdot|\bar{H}_I|$$

$$\left|\frac{\bar{H}_S^*}{\bar{H}_I}\right| = \Bigg| \left(\frac{\bar{\alpha}_1\bar{\gamma}_{T4}}{1-\bar{\alpha}_1^2\bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4}}\right)\Bigg\{\bar{\gamma}_{R2}+\left(\frac{\bar{\alpha}_2^2\bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{T2}\bar{\gamma}_{T3}}{(1-\bar{\alpha}_2^2\bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R3})(1-\bar{\alpha}_1^2\bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4})}\right)$$

$$\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2\bar{\alpha}_2^2\bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R4}\bar{\gamma}_{T2}\bar{\gamma}_{T3}\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_1^2\bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4}}\right)\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_2^2\bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R3}}\right)}\right)\Bigg\}\Bigg| \quad \text{----------}(2\cdot4\cdot4)$$

なお，式(2・4・1)～式(2・4・4)で $i=\sqrt{-1}$ の虚数，ε_J＝減衰係数(J＝1，2)，x＝離岸堤からの距離，L_J＝水深 h_J(J＝1，2)における波長，h_1＝離岸堤設置水深，h_2＝養浜工の天端水深，$\hat{\theta}_I$，$\hat{\theta}_{RJ}$，$\hat{\theta}_{TJ}$＝位相角，α_1＝離岸堤と人工養浜工先端の間の水深 h_1 での減衰率 $(=\exp(-\varepsilon_1 x/L_1))$，$\alpha_2$＝人工養浜工先端部と海岸堤防間の水深 h_2 での減衰率($=\exp(-\varepsilon_2 x/L_2)$)，添字TJは透過，RJは反射に関する量を示し，この場合のJは図－2・4・1に示すように，J＝1は海岸堤防，J＝2，3は人口養浜工先端部，J＝4は離岸堤部分での値を示し，したがって γ_{T4} は離岸堤での透過率を示す．また l_2＝養浜工長であるため海岸堤防からの離岸堤の設置距離は(l_1+l_2)となる．

したがって，水深急変にともなう浅海波の反射率 $\bar{\gamma}_{RJ}$ と透過率 $\bar{\gamma}_{TJ}$ が与えられると，養

浜工長 l_2，離岸堤の設置距離（$l_1 + l_2$）の変化にともなう $|\overline{H}_c^*|$，$|\overline{H}_r^*|$，$|\overline{H}_s^*|$ などの諸量の特性が判明することになる．

第3節　水理実験

3－1　規則波の実験

3－1・1　実験装置と実験方法

実験は一端にプランジャー型造波機が設置された長さ50^m × 高さ 0.9^m × 幅 0.65^m の片面ガラス張りの屋外2次元鋼製造波水槽および一端にフラップ型造波機が設置された長さ30^m × 高さ 0.95^m × 幅 0.70^m の片面ガラス張りの屋内2次元鋼製造波水槽の二つの水槽を用いて行なった．屋外の水槽では主に階段状に水深が急変する場合の浅海波の反射率と透過率と入射波に対する反射波と透過波の位相のずれについて実験を行ない，屋内の水槽では図－**2・4・1** に示すような状況の下での離岸堤が設置されている場合と設置されていない場合の両方について,浅海波による海岸堤防での合成波高と階段状水深急変部及び離岸堤前面での反射率について実験を行なった．波の計測は全て電気抵抗線式波高計でおこない，記録はペン・レコーダーと電磁オシログラフでおこなった．

反射率の算定は，水深急変部から（離岸堤がある場合は離岸堤から，離岸堤がない場合は階段状水深急変部から）3/4 波長間を1^{cm} ～ 10^{cm} 間隙で水位変動を計測し，Healy の方法で求めた．一方，階段状に水深が急変する場合，あるいは離岸堤による透過率は，水深急変地点より波の進行方向に1^{cm}～ 10^{cm} 間隙でほぼ半波長間にわたり6 ～ 15 地点で計測し，原則として波形の乱れがないL/4（L＝波長）地点の波高を用いて透過率を算定したが，L/4 地点でも波形が乱れている場合はそれより後方の数地点の計測波高を算術平均して透過波高として採用し透過率の算定を行なった．また，模型は全て木製とし，本章で示す実験は表－**2・4・1** の実験諸元に示すように，離岸堤の幾何特性は一種類に限定して実験を行なっている．

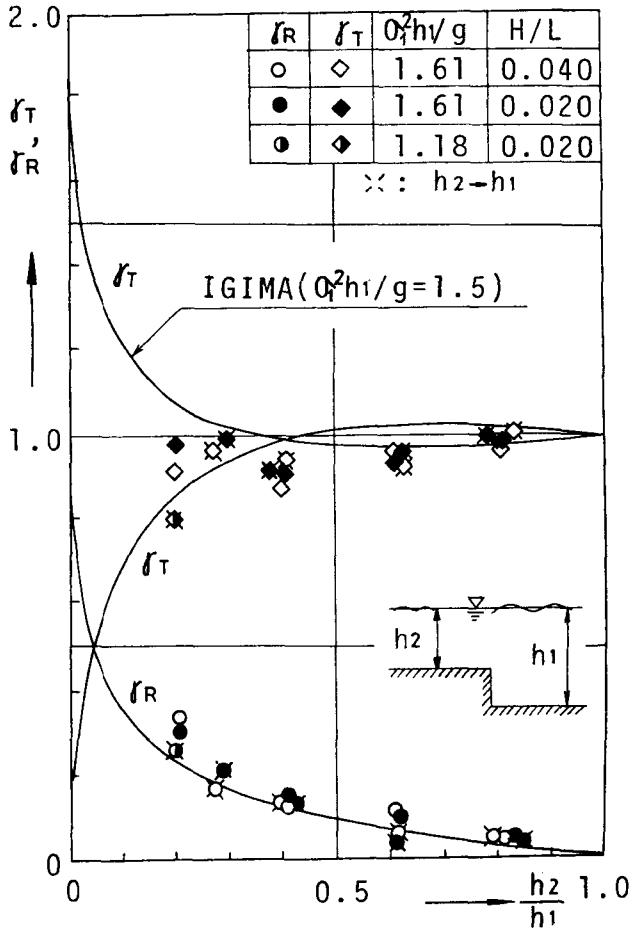
3－1・2　階段状水深急変にともなう浅海波の反射率，透過率と位相差

本章の**第2節**で示したように，式（2・4・2）式（2・4・3）で，l_1，（$l_2 + l_1$）の効果を論

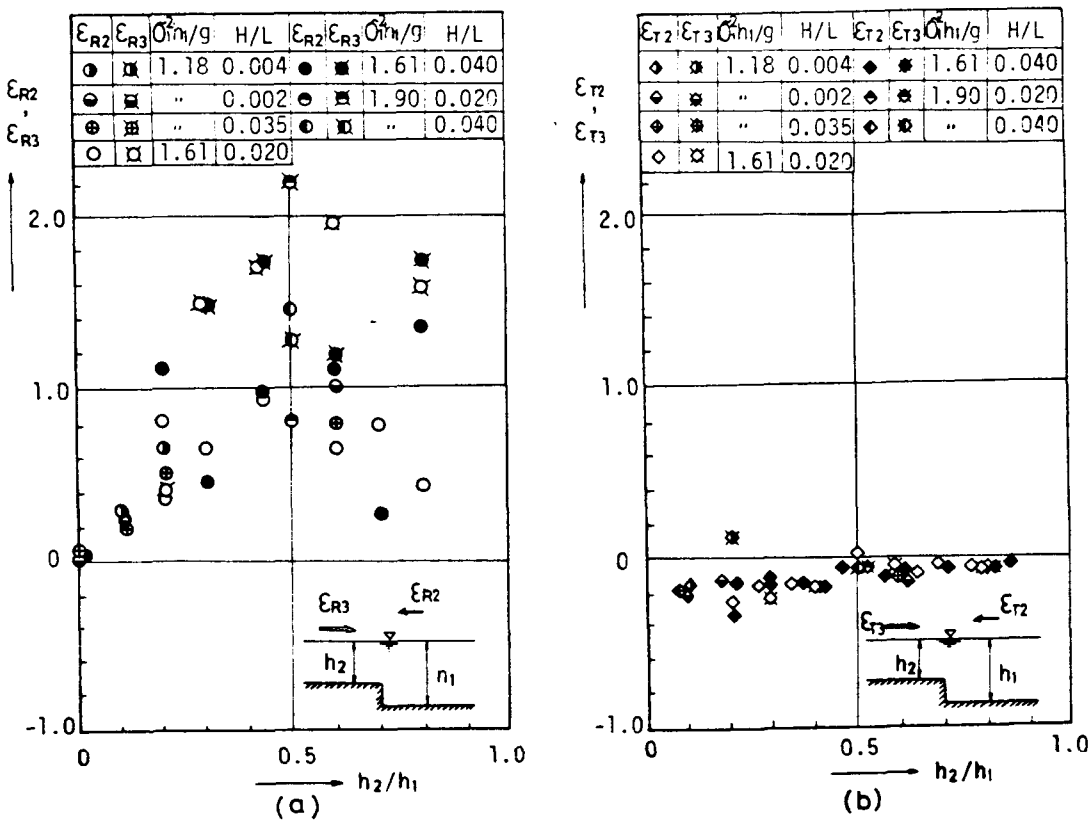
表－2・4・1　実　験　諸　元

記　　号	数　　値
周　　期：T(sec)	0.8　，　1.0
水　　深：h_I (cm)	40　，　15 ～ 30
相対水深：h_2/h_1	0　～　0.80
潜水比：h^*/h_1	0.82
比水深：h_I/L_1	0.183　～　0.358
波形勾配：H_1/L_1	0.045 ～ 0.020　，0.0037 ～ 0.0050
波形勾配：H_2/L_2	0.040　～　0.020
養浜長・波長比：l_2/L_1	0　～　1.75
無次元離岸堤設置長：l_1/L_1	0.50　，　0.75

議するには養浜工前端部の階段上に水深が急変する場合のγ_{T2}，γ_{T3}，γ_{R2}，γ_{R3}，$\hat{\theta}_{R2}$，$\hat{\theta}_{R3}$，$\hat{\theta}_{T2}$，$\hat{\theta}_{T3}$，を精度高く算定しなければならない．この階段状に水深が急変する場合の波の変形についてはLamb,[18] Bartholomeusz,[19] Newman,[20] Miles,[20] Dean,[22] Johnson-Fucks-Morison,[23] 井島[24]，伊藤・谷本[25] 椹木・岩田[26]らが理論解析を試みてその変形特性を明らかにしている．本章で行なった水理実験結果によれば，反射率と透過率は図－2・4・2に一例として示されているように井島の理論解が比較的よく実験値と一致しているが，このうちh_1からh_2へ進む場合の透過率γ_{T2}については$h_2/h_1 \to 0$にともないγ_{T2}は



図－2・4・2　γ_T，γ_Rとh_2/h_1の関係



図－2・4・3　水深急変による透過波と反射波の位相のずれ

大きくなるが，h_2 が小さくなり $h_2/h_1 < 0.2$ になると砕波するため $h_2/h_1 \to 0$ ，$\gamma_{T2} \to 2$ となる事実は水理実験により著者は確認することができなかった．また，図－2・4・2に示す実験結果も含めて，浅水波は浅海から深海へ進行する場合と深海から浅海へと波が伝播するいずれの場合もほぼ反射率が等しくなることが水理実験より明らかにされた．一方，位相角 $\hat{\theta}_{TJ}$, $\hat{\theta}_{RJ}$ (J=2,3)については従来あまり論議されておらず実験的な検討を加えた例は著者の知見では見当らないため，本章で行なった図－2・4・3に示す実験結果に基づき若干の考察を加える．なお，図－2・4・3に示した $\hat{\theta}_{RJ}$, $\hat{\theta}_{TJ}$ (J=2,3)は全てラジアン表示であり，$\hat{\theta}_{RJ}$ と $\hat{\theta}_{TJ}$ はつぎのようにして求めたものである．まず，$\hat{\theta}_{R2}$, $\hat{\theta}_{R3}$ の算定は部分重複波を

$$\frac{1}{2} H_I \cos(k_p x - \sigma_1 t) + \frac{1}{2} \gamma_{RJ} H_I \cos(k_p x + \sigma_1 t + \hat{\theta}_{RJ}), (J = 2, 3) \cdots (2 \cdot 4 \cdot 5)$$

と表示して，この式の最大値と最小値を与える地点 x が実験値と一致するようにして $\hat{\theta}_{R2}$,

$\hat{\theta}_{R3}$を決定した．ここで，$k_p = 2\pi/L_p$，L_p＝水深h_pでの波長，$p = J - 1$，$\sigma_1 = 2\pi/T$，T＝波の周期，t＝時間，x＝水深急変部を座標軸原点にもつ水平距離である．一方，$\hat{\theta}_{T2}$と$\hat{\theta}_{T3}$は座標軸原点での波面連続条件，つまり，

$$\hat{\theta}_{TJ} = \sin^{-1}\{(-\gamma_{RJ}/\gamma_{TJ})\sin(\varepsilon_{RJ})\},\ (J=2,3) \quad \text{----------} (2\cdot4\cdot6)$$

より求めたものである．ただし，透過波は

$$\frac{1}{2}\gamma_{TJ} H_I \cos(k_m x - \sigma_1 t + \hat{\theta}_{TJ}),\ (J=2,3) \quad \text{----------} (2\cdot4\cdot7)$$

で表示しており，$k_m = 2\pi/L_m$，L_m＝水深h_mでの波長であって，添字mはJ＝2のときm＝2，J＝3のときm＝1となる．なお図－**2・4・3**に示す$\hat{\theta}_{R2}$，$\hat{\theta}_{R3}$，$\hat{\theta}_{T2}$，$\hat{\theta}_{T3}$の算定に用いたγ_{TJ}，γ_{RJ}，(J＝2，3)は全て実験値を用いている．図－**2・4・3**より$\hat{\theta}_{T2}$，$\hat{\theta}_{T3}$はほとんど0として無視してさしつかえないが，$\hat{\theta}_{R2}$，$\hat{\theta}_{R3}$は著者の実験範囲($0.2 < h_2/h_1 < 0.8$では$0.3^{(rad)} \leqq \hat{\theta}_{R2}, \hat{\theta}_{R3} \leqq 2.2^{(rad)}$の比較的大きな値をとり，この位相のずれは無視することはできない．またこの$\hat{\theta}_{R2}$，$\hat{\theta}_{R3}$は$\sigma_1^2 h_1/g$とH/Lの値により若干変動するが，h_2/h_1による変動が支配的であり，$h_2/h_1 = 0.5$近傍で極大値を示す曲線として与えられるようである．この事実は従来の研究者[27)28)]が用いたような$\hat{\theta}_{R2} = \hat{\theta}_{R3} = \pi$，あるいは$\hat{\theta}_{R2} = \hat{\theta}_{R3} = 0$の仮定は成立していないことを示している．

3－1・3　浅海波の変形に及ぼす養浜工長の効果

離岸堤の設置距離($l_1 + l_2$)の$|\overline{H}_C^*|$と$|\overline{H}_T^*|$に及ぼす効果を検討する前に養浜工のみによる効果について検討しておく．図－**2・4・4**は海岸堤防前面の無次元波高$|\overline{H}_C^*/\overline{H}_I|$と養浜工前面の反射率$|\overline{H}_S^*/\overline{H}_I|$と無次元養浜工長$l_2/L_2$の関係を示した一例であり，図中の曲線は式(2・4・2)と式(2・4・4)で$\overline{\gamma}_{R4} = 0$，$\overline{\gamma}_{T4} = 1.0$，$\overline{\alpha}_1 = 1.0$，$\overline{\gamma}_{R1} = 0.85$(実験値を採用する)と置き，$\gamma_{TJ}$，$\gamma_{RJ}$，$\hat{\theta}_{TJ}$，$\hat{\theta}_{RJ}$，(J＝2，3)は表－**2・4・2**に示す実験値を用いて計算した値である．図－**2・4・4**によれば，$|\overline{H}_C^*/\overline{H}_I|$と$|\overline{H}_S^*/\overline{H}_I|$の実験値は$l_2/L_2$により規則的に増減し，その値はほぼ理論値と一致している．このことから，式(2・4・2)と式(2・4・4)の妥当性つまり海岸堤防と人工養浜工先端の間で波の反復反射を考えることにより海岸堤防前面波高$|\overline{H}_C^*|$と養浜工先端前面での反射波高$|\overline{H}_S^*|$の算定の可能性が検証される．なお$|\overline{H}_C^*|$の実験値は堤防前面の波の打ち上げ高さを計測しているため理論値よりやや大きくなっているものと思われる．さらに表－**2・4・2**に示す実験値を用いて式(2・4・2)に基づき堤防前面波高$|\overline{H}_C^*/H_I|$に及ぼすl_2/L_2の効果を$\sigma_1^2 h_1/g = 1.61$，$0.4 \leqq h_2/h_1 \leqq 0.8$の範囲について示すと図－**2・4・5**のごとくである．同図によればh_2/h_1の値により$|\overline{H}_C^*/\overline{H}_I|$の値は幾分変化するが，$|\overline{H}_C^*/\overline{H}_I|$を小さく

するには

$$l_2/L_2 \cong 0.375 + \frac{1}{2}N,$$

$$(N=0,1,2,\cdots)$$

$$\text{----------}\ (2\cdot4\cdot8)$$

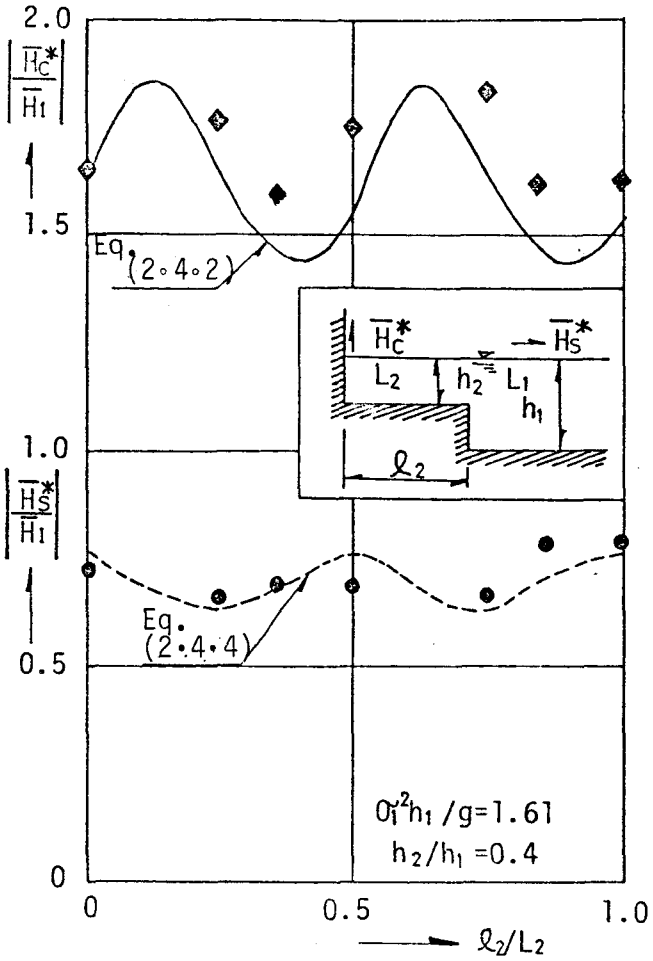
を満すように養浜工長 l_2 を決めるとよいことが判明する．また，逆に，l_2 を次式を満すように決めると $|\overline{H}_C^*/\overline{H}_I|$ が極めて

$$l_2/L_2 \cong 0.125 + \frac{1}{2}N,$$

$$(N=0,1,2,\cdots)$$

$$\text{----------}\ (2\cdot4\cdot9)$$

大きくなるので防災上の面では充分注意しなければならない．なお式(2・4・8)及び式(2・4・9)は，図－2・4・5より求められる実験式であるこ



図－2・4・4　$|\overline{H}_C^*/\overline{H}_I|$ と $|\overline{H}_S^*/\overline{H}_I|$ に及ぼす l_2/L_2 の効果

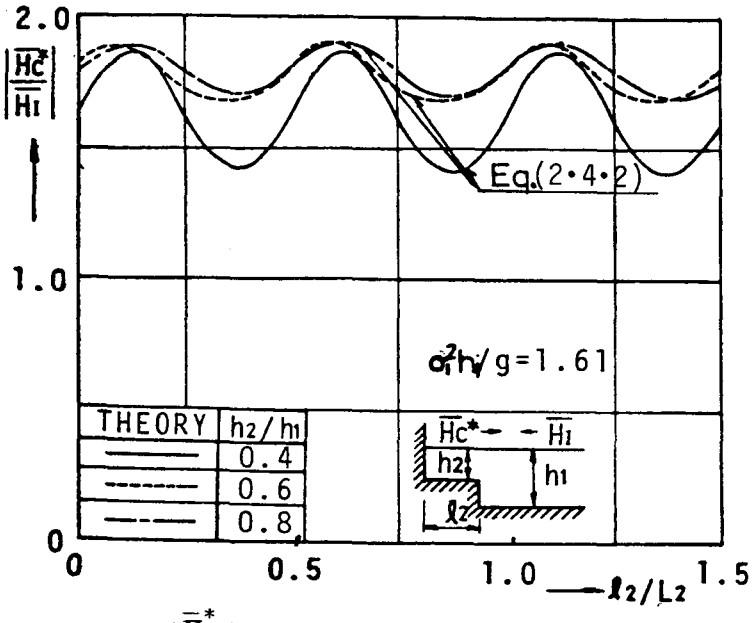
表－2・4・2　計算に用いた数値

SYM / Figs	H/L	h_2/h_1	γ_{R2}	γ_{R3}	γ_{R4}	γ_{T2}	γ_{T3}	γ_{T4}	ε_{R2}	ε_{R3}	ε_{R4}	ε_{T2}	ε_{T3}	ε_{T4}
2・4・4	0.04	0・4	0.12	0.16		0.87	0.91		1.21	1.59		0.14	0.17	
2・4・5	0.04	0.4	0.12	0.16		0.87	0.91		1.21	1.59		0.14	0.17	
	〃	0.6	0.13	0.07		0.96	0.92		1.03	1.17		0.12	0.13	
	0.02	0.8	0.05	0.06		0.96	1.01		0.35	1.64		0.05	0.06	
2・4・6	0.02	0.4	0.15	0.15	0.37	0.94	0.86	0.78	1.12	1.18	-1.12	0.15	0.17	0.43
2・4・7	〃	〃	〃	〃	〃	〃	〃	〃	〃	〃	〃	〃	〃	〃
2・4・8	0.04	0.4	0.12	0.16	0.37	0.87	0.91	0.78	1.21	1.59	-1.12	0.14	0.17	0.43
	〃	0.6	0.07	0.13	〃	0.96	0.92	〃	1.03	1.17	〃	0.12	0.13	〃
	0.02	0.8	0.06	0.05	〃	0.97	0.99	〃	0.35	1.64	〃	0.02	0.06	〃

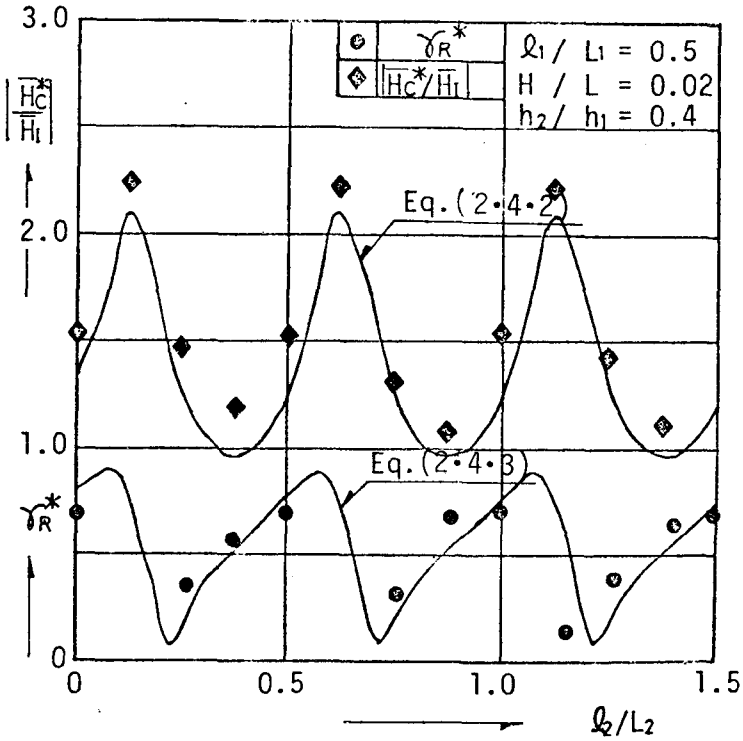
ことを付記しておく．

3－1・4　浅海波の変形に及ぼす離岸堤設置距離（l_1+l_2）の効果

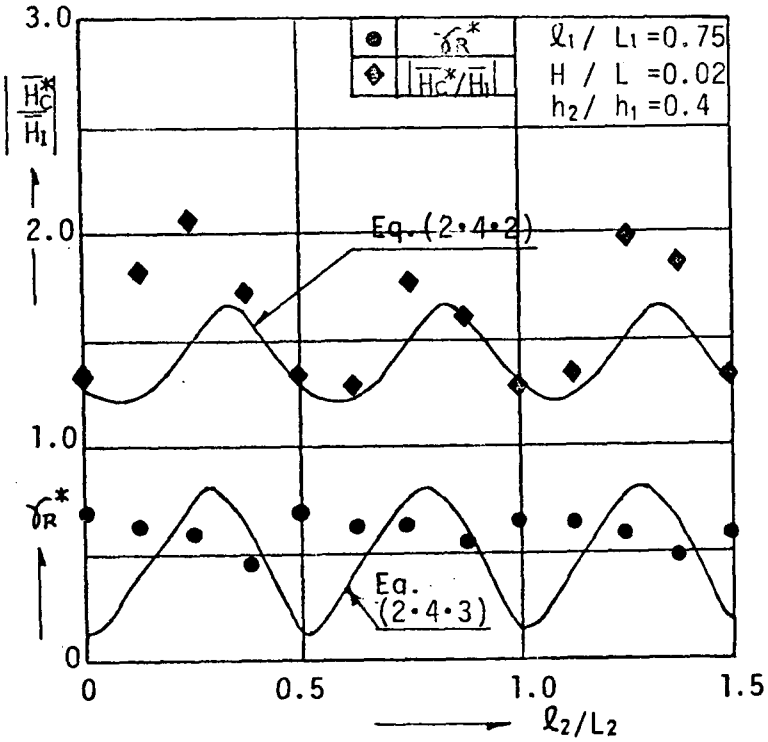
ここでは$|\bar{H}_S^*|$と$|\bar{H}_r^*|$に及ぼす（l_1+l_2）の効果を明らかにする．表－2・4・2に示す実験値を用いて式（2・4・2）で与えられる$|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|$と，式（2・4・3）で与えられる$|\bar{H}_r^*/\bar{H}_I|$の計算値と実験値の比較の一例を示したのが，図－2・4・6と図－2・4・7である．なお図－2・4・6は$l_1/L_1=0.5$の場合，図－2・4・7は$l_1/L_1=0.75$の場合の値である．また，同図に示した計算値は$\bar{\alpha}_1=1$，$\bar{\alpha}_2=1$，$\gamma_{R1}=0.85$（実験値を採用）として求められている．同図によれば，海岸堤防前面合成波高$|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|$の実験値は理論値より若干大きいがその傾向はよく一致している．とくにl_2/L_2の変化に



図－2・4・5　$\left|\dfrac{\bar{H}_C^*}{\bar{H}_I}\right|$に及ぼす$h_2/h_1$と$l_2/L_2$の効果



図－2・4・6　$|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|$とγ_R^*に及ぼすl_2/L_2の効果
（$l_1/L_1=0.5$の場合）



図－2・4・7　$|\overline{H}_C^*/\overline{H}_I|$ と γ_R^* に及ぼす l_2/L_2 の効果
（$l_1/L_1=0.75$ の場合）

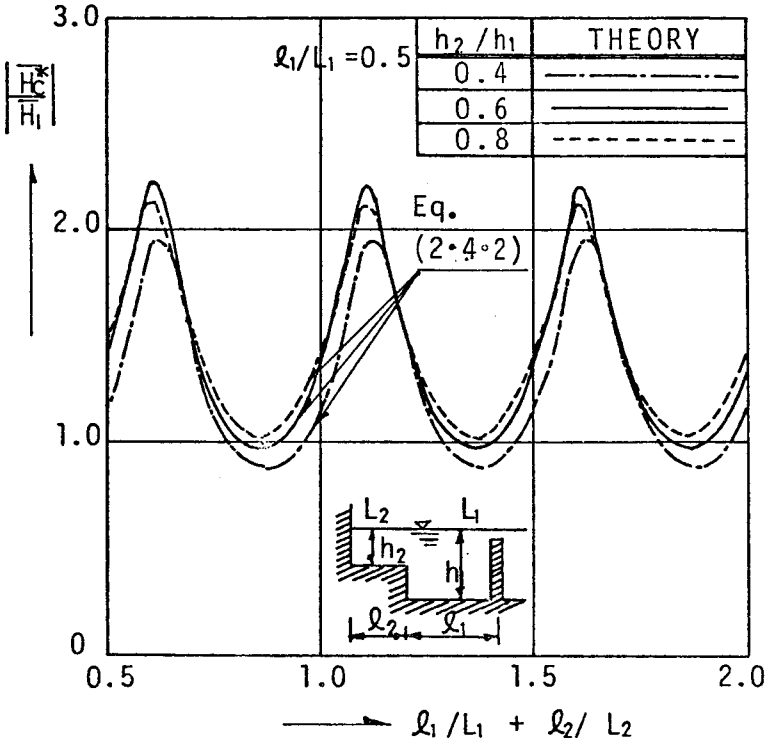
ともなう $|\overline{H}_C^*/\overline{H}_I|$ の変化は著しく，l_2/L_2 の増大にともない規則正しく極大・極小値をとりその極値を示す l_2/L_2 の値は実験値と理論値では極めてよく一致している．一方，反射率 γ_R^* については，図－2・4・7 に示す $l_1/L_1=0.75$ の場合は実験値と理論値は必ずしも一致しないが，図－2・4・6 に示す $l_1/L_1=0.5$ の場合には実験値と理論値は極めてよく一致していることが認められる．したがって，人工養浜工，離岸堤が海岸堤防前面に近接して構築される場合でも浅海波が海岸堤防と離岸堤間で反復反射をおこない，この反復反射に基づく式（2・4・2）と式（2・4・3）で海岸堤防前面合成波高 $|\overline{H}_C^*|$ と離岸堤前面の反射率 γ_R^* の算定がほぼできると考えてよかろう．さらに，$\sigma_1^2 h_1/g=1.61$ の場合の $|\overline{H}_C^*/\overline{H}_I|$ と γ_R^* に及ぼす（$l_1/L_1+l_2/L_2$）と h_2/h_1 の効果の一例を式（2・4・2）と表－2・4・2 より計算して示すと図－2・4・8 となる同図によれば，本計算の対象とした $0.4\leqq h_2/h_1\leqq 0.8$ の範囲に対して $|\overline{H}_C^*/\overline{H}_I|$ を小さくするには

$$(l_1/L_1+l_2/L_2)\cong 0.85+\frac{1}{2}N,\ (N=0,1,2,\cdots)\ \text{---------}(2\cdot4\cdot10)$$

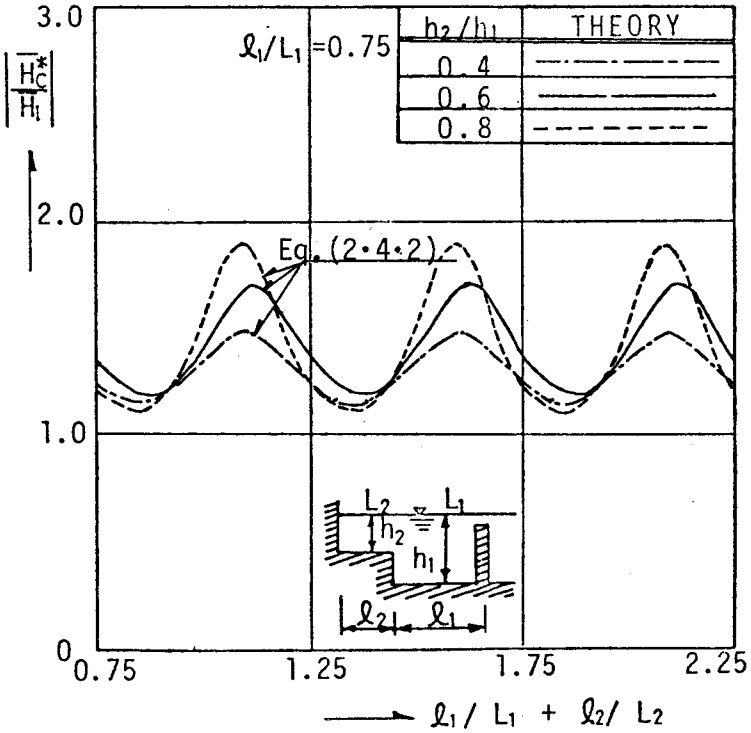
を満すように l_1 と l_2 を決めるとよいことが判明する．また，h_2/h_1 の値により若干変化するものの，l_1 と l_2 が

$$(l_1/L_1+l_2/L_2)\cong 0.6+\frac{1}{2}N,\ (N=0,1,2,\cdots)\ \text{----------}(2\cdot4\cdot11)$$

を満すように決めると逆に $|\overline{H}_C^*/\overline{H}_I|$ が極めて大きくなることが明らかになった．なお，こ



(a)



(b)

図－2・4・8　$|\overline{\mathbf{H}}_C^*/\overline{\mathbf{H}}_I|$に及ぼす（$l_1/\mathbf{L}_1 + l_2/\mathbf{L}_2$）の効果

の式（2・4・10）及び式（2・4・11）の右辺常数項は式（2.4.8）及び式（2・4・9）と同様位相のずれにともなって生じる値で実験的に求められた値である．

3－2　不規則波の実験

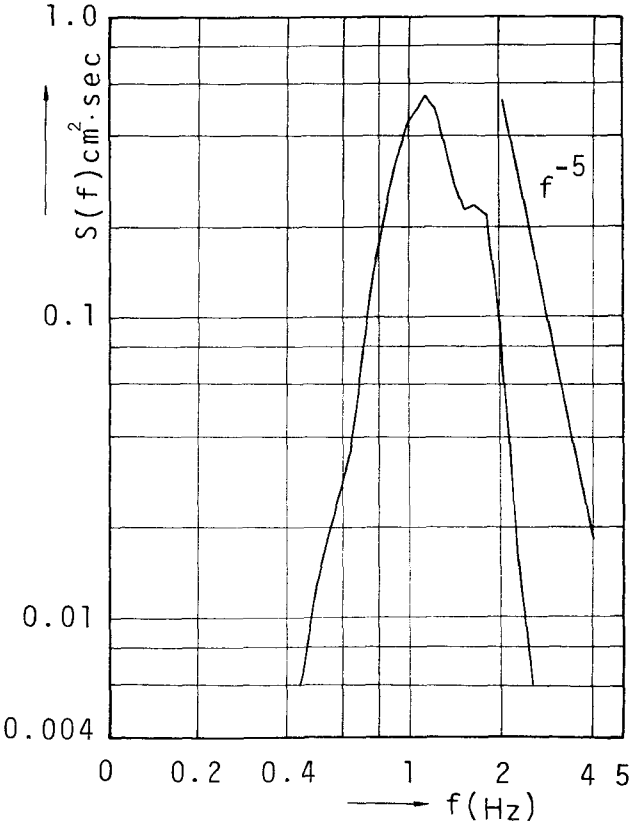
以上，規則波を対象として論議をすすめてきたが，実際の現地波浪は不規則な波である．したがって，不規則波に対し若干の実験を行ない3－1の規則波に対する結果との関連性を明らかにする．なおここでは海岸堤防前面の合成波高$|\overline{H}_C^*|$のみを論議の対象とし，離岸堤前面の反射波高$|\overline{H}_r^*|$については解析上の精度が悪いためここでは論議しない．

3－2・1　実験装置と実験方法

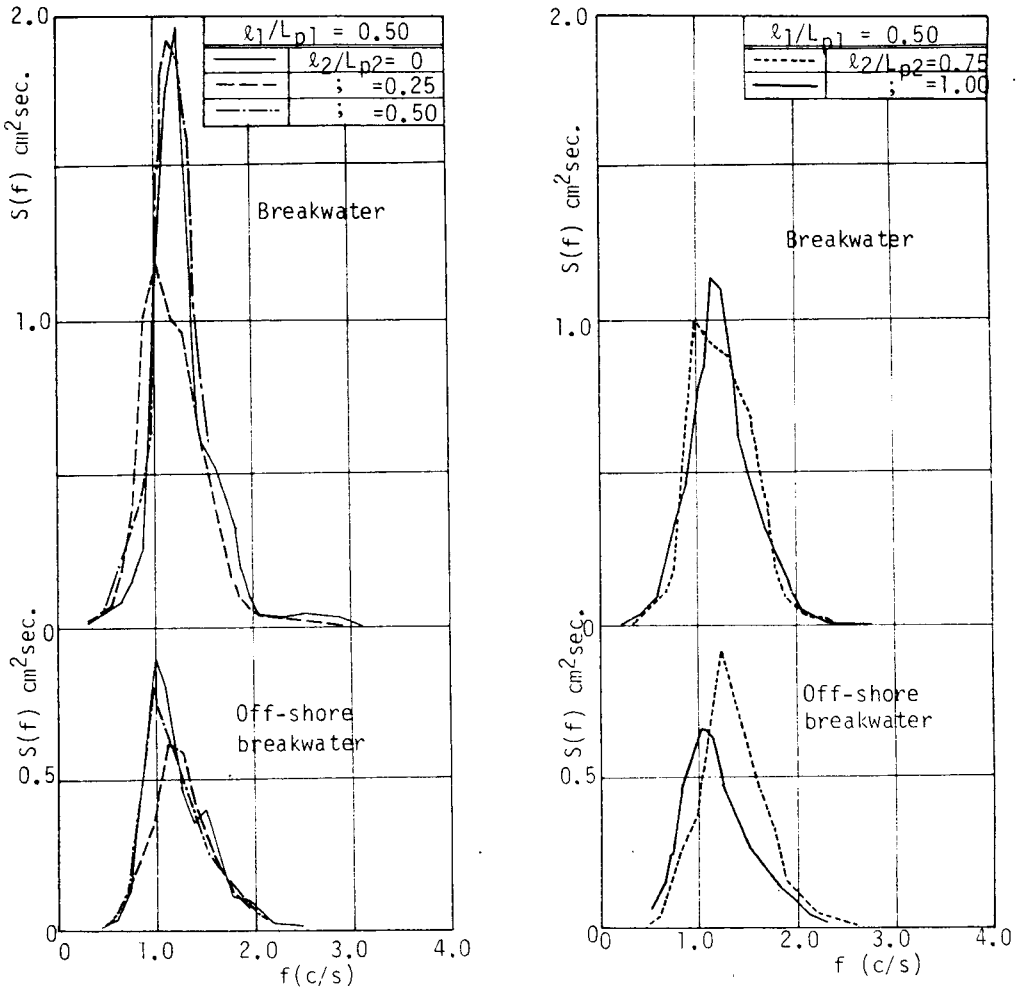
実験は規則波の実験を行なった屋内2次元鋼製造波水槽で行ない，実験波はホワイトノイズを狭帯域フィルターを通して生起波高がレーリィ分布をとるように設計された不規則波発生装置[29]を用いて発生させた．実験は図－**2・4・1**にすような海岸堤防，養浜工と離岸堤が共存する場合だけをとりあげて行ない，$h_1 = 40^{cm}$，$h_2/h_1 = 0.4$ の条件を規則波実験より代表的なものとして選びだし，これに対して，$l_1/L_{p1} = 0.5$ と 0.75（2種類），$l_2/L_{p2} = 0 \sim 1.5$（13種類）変えて実験を行なった．なお，L_{p1}，L_{p2}は発生した不規則波のパワー・スペクトルのピーク周波数 f_pの成分波の水深 h_1 と h_2 での波長であり，微小振幅波理論に基づき計算した値である．また，水位変動は全て電気抵抗線式波高計で計測し，解析の都合上記録は全て磁気テープで行なった．パワー・スペクトルは記録波形を1/12.5秒間隔でサンプリングして，自由度30，データー個数750個としてBlackman - Tukey 法で求めた．一方，有義波高はゼロアップ・クロス法で求めている．

3－2・2　実験結果とその検討

ここでは，図－**2・4・9**に示すピーク周波数 $f_p = 1.125^{HZ}$ のパワースペクトルを有する不規則波に対する実験結果について論述していく．図－**2・4・10**に示すように海岸堤防前面の水位変動および離岸堤前面の水位変動のパワー・スペクトル形状とピーク周波数は，養浜工長 l_2/L_2 と離岸堤の設置距離（$l_1/L_1 + l_2/L_2$）により著しく異なることが認められる．そしてその変化は l_2/L_2 の増大にともないほぼ周期的に増減することから，規則波と同様不規則波の場合にも離岸堤と海岸堤防間での波の反復反射の効果が比較的卓越してい

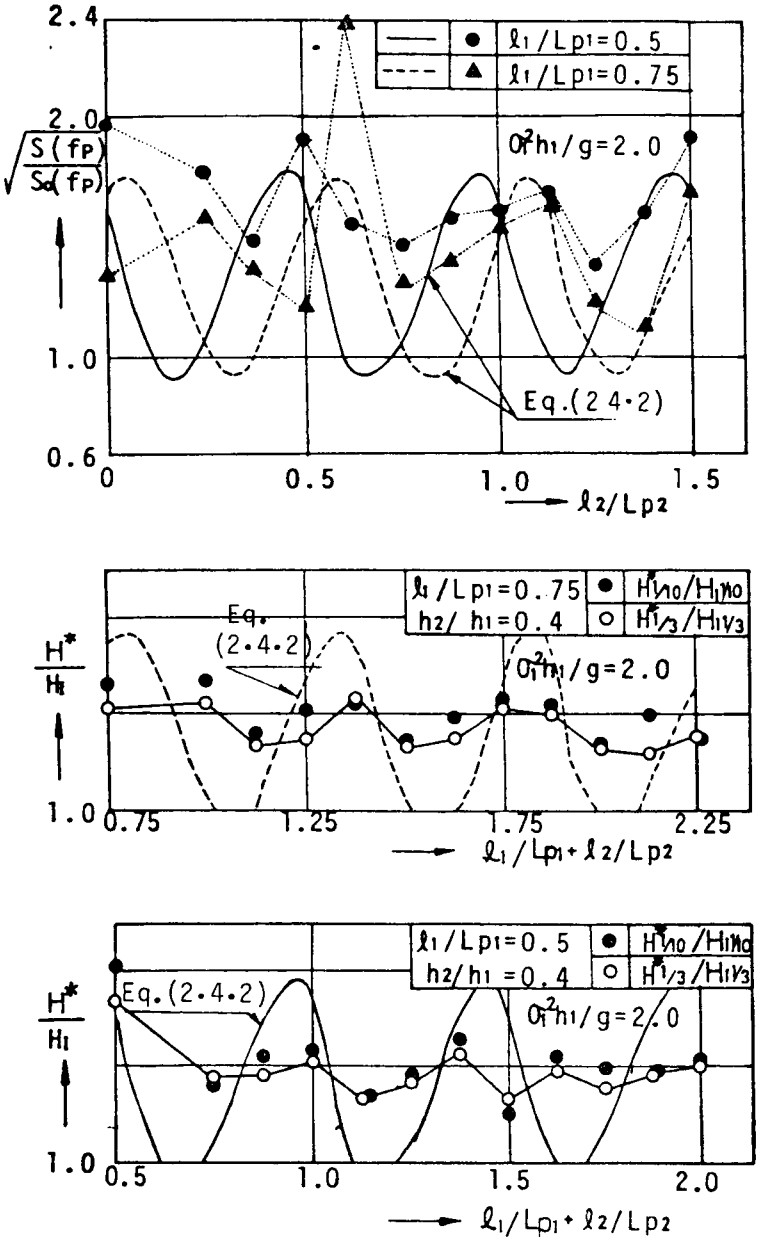


図－**2・4・9**　入射波のパワー・スペクトル



図－2・4・10　海岸堤防及び離岸堤での水位変動のパワー・スペクトルの一例

るものと推察される．この反復反射の効果を海岸堤防前面の1/3と1/10最大波高と入射波のピーク周波数 f_p＝1.125 HZの波高の変化の面より検討してみる．図－2・4・11は l_1/L_{p1}＝0.5と l_1/L_{p1}＝0.75の場合の l_2/L_{p2} の変化にともなう $\sqrt{S(f_p)/S_0(f_p)}$, $H^*_{1/3}/H_{I\,1/3}$, $H^*_{1/10}/H_{I\,1/10}$ の値を示したもので，$S_0(f_p)$は図－2・4・9に示す入射波のピーク周波数 f_p＝1.125 HZのパワー・スペクトルの値，$S(f_p)$は海岸堤防前面の f_p＝1.125 HZのパワー・スペクトルの値，$H^*_{1/3}/H_{I\,1/3}$, $H^*_{1/10}/H_{I\,1/10}$ はおのおの海岸堤防前面合成波高の　有義波高と1/10最大波高をおのおのの入射波の値で無次元化された値である．なお，図－2・4・11に示した計算値は図－2・4・9に示すようにピーク周波数 f_p＝



図－2・4・11　海岸堤防前面波高に及ぼす離岸堤の設置距離（$l_1/L_1+l_2/L_2$）の効果（不規則波の場合）

1.125 Hz の成分波を規則波に置換して式（2・4・2）により求めた値である．同図によれば，$H^*_{1/3}/H_{I\,1/3}$ $\sqrt{S(f_p)/S_0(f_p)}$，$H^*_{1/10}/H_{I\,1/10}$ の実験値は l_2/L_{p2} の値によりほぼ周期的に増減し，その極大値と極小値を与える l_2/L_{p2} は $0.25 \leqq l_2/L_{p2}$ の範囲で実験値と計算値との差異は比較的小さい．このことは不規則波浪についても離岸堤と海岸堤防間で反復反射が生じることを示しており，さらに入射波のパワー・スペクトルの最大値を与える周波数 f_p の波を規則波に置換することにより式（2・4・2）で海岸堤防前面の合成波高を小さくする最適な離岸堤の設置距離がほぼ推定できることが明らかになったといえる．

第4節　結　論

以上，本章では海岸堤防と人工養浜工と離岸堤が共存する場合の浅海波の変形を海岸堤防前面波高と離岸堤前面反射波高の面から論じてきた．本章でとりあげた2次元モデルについては，浅海波は離岸堤と海岸堤防間で反復反射し，水深急変にともなう浅海波の反射率，透過率と入射波に対する反射波と透過波の位相のずれが判明すると式(2・4・2)，式(2・4・3)で堤防前面波高と離岸堤前面での波高が比較的精度高く求まることを規則波の実験で明らかにした．また不規則波の実験でも反復反射が顕著に認められ，入射波のパワー・スペクトルのピーク周波数 f_p の成分波を規則波に置換することにより堤防前面波高を低減せしめうる離岸堤の設置距離をある程度推定できることを明らかにした．

いうまでもなく，本章でとりあげた2次元モデルは現地海岸では特殊な場合であって，一般には離岸堤開口からの回折波も同時に考慮した3次元の面から論議しなければならない．3次元の面から著者は若干の検討を水理実験により既に加えており，[30] 2次元より複雑であるが反復反射の効果が認められている．本章で取り扱った離岸堤のような構造物が複合状態で設置されている場合の浅海波の変形を3次元から論議する研究が概説で記したように極めて少なく，今後解決すべき課題の一つであるといえよう．

参　考　文　献

1）豊島修：現場のための海岸工学，侵蝕編，森北出版，1972，pp.227～313.

2）Newman, J.N.：Propagation of water waves over an infinite step, Journal of Fluid Mech ., Vol.23, part2, 1965, pp.399～415.

3）Mei, C.C.& J.L. Black：Scattering of surface waves by rectangular obstacles in water of finite depth, Journal of Fluid Mech., Vol.38, part3, 1969, pp.499～511.

4）井島武士：潜堤の効果に関する理論的研究，第18回海岸工学講演会論文集，1971. pp.141～148.

5）近藤俶郎：透過性防波堤の伝達波，第16回海岸工学講演会講演集，1969, pp.321 ～ 328.

6）Sollitt, C.K. and R.H. Cross：Wave reflection and transmission at permeable breakwaters, MIT, R.M. Parsons Lab. Tech. Rep. No.147, 1972.

7）富永正照・坂本忠彦：透過性構造物による波の変形に関する研究(1)，第16回海岸工学講演会講演集，1969, pp,309 ～ 319.

8）細井正延・富永正照：離岸堤による波高減衰について，第6回海岸工学講演会講演集，1959, pp.121 ～ 123.

9）合田良実・竹田英章：越波による防波堤背後への波高伝達率，第13回海岸工学講演会講演集，1966, pp.87 ～ 92.

10）中村充・白石英彦・佐々木泰雄：潜堤による消波について，第13回海岸工学講演会講演集，1966, pp.76 ～ 79.

11）堀川清司・小林修蔵：潜堤による風波の減衰機構について，第15回海岸工学講演会講演集，1968, pp.340 ～ 349.

12）Thornton, E.B. and R.J. Calhoun：Spectral resolution of breakwater reflected waves, Proc. of A S C E., WW4, November, 1972, pp.443 ～ 460.

13）Sommerfeld：Théorie mathematigue de la diffracfion, Math. Ann. Vol. 47, 1896, pp.317 ～ 374.

14）田中清：防波堤の水理，土木工学の最近の進歩，土木学会，1953, pp.99 ～ 113.

15）豊島修：離岸堤工法の設計指針，第18回海岸工学講演会論文集，1971, pp. 155～159.

16）椹木亨・岩田好一朗：堤防越波量に及ぼす離岸堤背後地形の効果に関する実験的研究 ― 離岸堤の効果に関する研究第一報 ―，第18回海岸工学講演会講演集，1971, pp. 269 ～ 273.

17）和田明：防波堤で遮蔽された水域の擾乱波について，第9回海岸工学講演会講演集，1962，pp.38～43.

18）Lamb, H.：Hydrodynamics（6th ed.），Cambridge Univ. Press，1932，176，pp.262～263.

19）Bartholomeusz, F.F.：The reflection of long waves at a step, Proc. Camb. Phil. Soc., 54, 106, 1958, pp.106～118.

20）2）と同じ

21）Miles, J.W.：Surface-wave scattering mat rix for a shelf，Journal of Fluid Mech., 28, 4, 1967, pp.755～767.

22）Dean, R.G.：Estuary and Coastlines Hydrodynamics（by Ippen），New York，McGraw-Hill., 1966, pp.71～77.

23）Johnson-Fuchs-Morison：Damping action of submerged breakwaters, Trans. AGU., Vol.32, No.5, 1951, pp.704～718.

24）井島武士：最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用，水工学夏期研修会講義集，1971. pp.I-13～I-15.

25）伊藤喜行・谷本勝利：波高線交差領域での波の屈折，第19回海岸工学講演会論文集，1972, pp.325～330.

26）椹木亨・岩田好一朗：水深急変部での波の変形について―堤防越波量に及ぼす前面海浜地形の効果について―，昭和48年度土木学会関西支部年次学術講演概要，1973, pp.II-46-1～II-46-3.

27）22）と同じ.

28）26）と同じ.

29）椹木亨・岩田好一朗・田端竹千穂：造波機の性能について，土木学会論文報告集，No.189，1971，pp.53 ～ 61.

30）椹木亨・岩田好一朗・森永勝登：堤防前面波高に及ぼす離岸堤の設置距離の効果に関する一実験（3次元の場合），昭和51年度土木学会関西支部年次学術講演概要，1976，pp.Ⅱ-65-1 ～ Ⅱ-65-2.

結　語　・　謝　辞

本論文は浅海波の変形機構と波浪制禦に関する基礎的研究と題し，**第1編**第3章と**第2編**第4章の2編7章より構成されている．**第1編**は浅海波の砕波変形機構について論じたものであり，**第2編**は構造物による浅海波の変形機構とその制禦法，特に波の位相差を利用した浅海波の制禦工法について述べたものである．得られた結論を要約すれば以下の通りである．

序論では本研究の目的と内容について示し，本研究の意義をあきらかにした．ついで，**第1編**では波浪の予測の面で従来ほとんど解明されていなかった浅海波の砕波変形機構について論じた．

第1編第1章では，砕波変形機構に関する従来の研究成果と問題点を明らかにして本研究の位置づけを行なった．

第1編第2章では，非周期性の波として段波をとり挙げて，段波の砕波変形機構を理論と実験の面より明らかにしたものである．まず，波状段波を構成する分散波の波速が理想段波の波速に等しいという実験事実に基づき，理想段波から波状段波へ変形する分散機構は波面曲率が伝達項として作用するためである事を明らかにし，遷移過程での分散波の波峰と波谷の存在する領域を明らかにした．遷移過程での分散波は，砕波しない場合，spilling breaker となる場合，surging breaker となる場合，plunging breaker となる場合の4つの形態に分類され，これが理想段波波高・静水深比のみで一義的に決まる事が水理実験により明らかにされた．このうち，砕波しない分散波については Korteweg & De Vries の方程式で，遷移過程での分散波の変形特性が充分説明できることを明らかにし，さらに plunging breaker, surging breaker に対する砕波限界式を誘導し，初期水位上昇速度が大きいほど分散波は早く砕波する事を理論と実験の両面から明らかにした．

第1編第3章では，**第1編第2章**と異なり，周期波をとりあげて，砕波変形の内部機構について主に水理実験面を主体にして論じたものである．実験は前端部が1/12の一様勾配を有しその背後が水平床という複合状態の水平床で行ない，従来の傾斜水域で認められた水深変化にともなう shoaling の効果，反射の効果，wave set-up の効果を極力なくしている．まず，水理実験を行ない，上記の一定水深域での砕波の挙動の実態を調らべて，砕波型式，砕波時波高，砕波時峰高，砕波時流速，砕波後の波高，波速，波形，流速の変化，砕波の乱れなどの特性を明らかにした．特に，spilling breaker の場合は plunging breaker

と異なりhorizontal rollerとsplashの形成を伴わず，両砕波型の差異はhorizontal rollerとsplashの形成の有無にある事，砕波直後の気泡連行領域では，気泡連行を伴わない領域より波高減衰が著るしい事，この気泡連行領域では波は基本周波数以外に高次の調和周波数成分波が生起し，成分周波数が高くなるにつれて順次f^{-1}, f^{-2}, $f^{-2/3}$, $f^{-1/2}$に比例するするような波高分布を一種の“平衡勾配”として形成する事が明らかにされた．ついで，砕波後の波高減衰に及ぼす，horizontal roller，底面摩擦力の効果を定量的に評価し，砕波直後の気泡連行領域ではhorizontal roller，底面摩擦力は波高減衰に大きな寄与をしない事，気泡連行を伴わない波形が再び整正になった領域での波高減衰は底面摩擦力によりほぼもたらされる事を明らかにした．最後に，気泡連行領域では連行気泡量は乱れの強さを示す一指標とみなして，乱れのモデル化を行なって，砕波後の波動式を誘導し，その妥当性を水理実験値とつき合せて明らかにした．しかし，乱れのモデル化については二・三の仮定があり，その仮定の妥当性については必ずしも実験事実と充分一致しないところがあり問題点が残っている．また，このように，砕波後の波高減衰には著しいものがあるが，その間に消失する波動エネルギーの大部分が平均水位の上昇に変換される事も明らかにしている．

第2編では構造物による浅海波の変形機構とその制禦工法，特に波の位相差を利用した工法について論じたもので，**第1編**と異なり不規則波浪にも言及している．

第2編第1章では**第2編**でおこなう研究の内容と既往の研究成果と問題点を明らかにして，本研究の位置づけを行なった．

第2編第2章では，透過性構造物として，多孔壁型透過性構造物，横スリット型透性構造物が一基のみ設置される場合を取り挙げて，構造物による反射率と透過率とエネルギー損失を算定する計算式を誘導し，その妥当性を水理実験により明らかにした．ついで，横スリット型透過性構造物が複数基設置される場合を取り挙げて，構造物間での波の反復反射を考えて，それら反復反射波を線形的に加え合せる事により複数構造物による反射率と透過率とエネルギー損失を算定する計算式を誘導し，その妥当性を水理実験により明らかにするとともに，反復反射波の位相が丘ずれるように透過性構造物の設置間隔を決めると，現地不規則波浪に対しても構造物による反射率と透過率を同時に小さくする事ができて波浪制禦に極めて好ましい事を明らかにした．

第2編第3章では，遊水部を有する鉛直消波岸壁（護岸）を取り挙げて，消波岸壁による浅海波の変形とその制禦工法について論じた．まず，前面透過壁として，透過壁が一重の場合を取り挙げて，遊水部間での反復反射波を線形的に加え合せて，消波岸壁に

よる浅海波の反射率，遊水部内の水位変動を求める算定式を誘導してその妥当性を水理実験により明らかにするとともに，消波効果を最も高める消波岸壁の構造型式の提案を行ない，その妥当性についても水理実験より明らかにした．つぎに，前面透過壁として二重の透過壁を有する型の消波岸壁型式，つまり，遊水部を2ケ所有する型の消波岸壁を取りあげ，一重透過壁型の場合と同様の手法で浅海波の反射率，遊水部内の水位変動の算定式を誘導してその妥当性を水理実験により明らかにした．また，前述の一重透過壁型の消波岸壁との消波特性の差異を明らかにして，最も消波効果の高い岸壁構造（透過壁の反射率と透過率，遊水部間距離）の提案を行なった．最後に，一重透過壁型の消波岸壁を再び取り挙げて，現地不規則波に対する消波効果に検討を加えた．不規則波として，最も簡単な二成分，三成分合成波と高次周波数のパワー・スペクトルの勾配が f^{-6} に比例するようなNeumann型のパワー・スペクトルを有する多成分波を用いて，理論と実験の両面より検討を加えて，現地不規則波浪に対し最も消波効果を高める遊水部長と透過壁の水理特性は，不規則波を　有義波の規則波換算して，規則波に対して誘導された算定式を用いる事により精度高く求まる事を明らかにした．

第2編第4章では，海岸堤防前面に養浜工が施工され，さらにその沖側に離岸堤（潜堤）が設置された海岸に浅海波が来襲する場合の二次元モデルに対する浅海波の変形とその制禦を論じた．まず，離岸堤と海岸堤防間で波の反復反射を考えて，この反復反射を，上述の**第2編第2章**，**第2編第3章**と同様，線型的に重ね合せて，離岸堤前面の反射率と，海岸堤防前面合成波高を求める算定式を誘導した．そして，その妥当性を水理実験により明らかにするとともに，海岸堤防前面波高を極力小さくするには反復反射波の位相が兀の奇数倍ずれるように，離岸堤と海岸堤防間距離，離岸堤と養浜工先端間距離を決める必要のある事を指摘した．不規則波に対しては，不規則波をパワー・スペクトルのピーク周波数の規則波に換算して，既に規則波に対して誘導された式を用いる事により，海岸堤防前面波高の特性，海岸堤防前面波高を極力小さくする波浪制禦のための離岸堤と養浜工の設置条件などは比較的精度高く求まる事を明らかにした．

上述したように，本論文では浅海波の砕波変形機構，透過性構造物による浅海波の変形機構と位相差を利用した波浪の制禦工法について理論と実験の両面から論じてきた．浅海波の砕波変形機構については，現象面から砕波変形特性をかなり詳細にわたって明らかにし，さらにその変形の内部機構については相当つっ込んだ論議をした積りである．なお，砕波後の乱れのモデル化については必らずしも完全とはいえず，この点について

今後更に検討していかなければならない．また，位相差を利用した波浪制禦工法は，現在あまり施工されていないが今後発展的に用いられる工法と考える．本論文で得られた研究成果はこの種の工法を進展させていく上で重要な寄与をするところが多いと信ずる．

本研究の遂行と本論文のとりまとめに終始熱心な御指導御鞭達いただきました大阪大学工学部椹木亨教授に衷心より感謝の意を表します．

本研究の緒端を与えられ，本研究を遂行するに際し終始適切な御助言と鋭い御批判を賜り御指導御鞭達いただきました大阪大学工学部室田明教授に衷心より感謝の意を表します．

水工学上の諸問題について日頃より御教示を賜り，本研究に対し有益な御助言をいただいた大阪大学工学部村岡浩爾助教授に衷心より感謝の意を表します．

また，本研究において，水理実験，電算機による数値計算および資料整理に多大の御協力を頂いた諸氏に御礼申し上げます．

最後に，本論文の図面作成に御協力を得た大阪大学工学部一宮孝信技官に御礼申し上げます．