

運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE

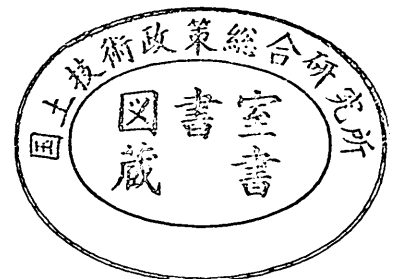
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 22

NO. 4

DEC. 1983

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I)

第22巻第4号 (Vol. 22, No. 4), 1983年12月 (Dec. 1983)

目 次 (CONTENTS)

1. 直立壁に作用する衝撃波圧の発生機構に関する一考察
.....高橋重雄・谷本勝利・鈴木諭司..... 3
(Generation Mechanism of Impulsive Pressure by Breaking Wave on a
Vertical Wall
.....Shigeo TAKAHASHI, Katsutoshi TANIMOTO and Satoshi SUZUMURA)
2. 矢板壁の控え直杭に関する実験的研究
.....高橋邦夫・荘司喜博.....33
(Experimental Study on Vertical Anchor Piles of Sheet Pile Wall
.....Kunio TAKAHASHI and Yoshihiro SHOJI)
3. 大型三軸圧縮試験による捨石材のせん断特性に関する考察
.....荘司喜博.....59
(Study on Shearing Properties of Rubbles with Large Scale Triaxial
Compression Test
.....Yoshihiro SHOJI)
4. コンクリート舗装上のアスファルトかさ上げの荷重分散効果とかさ上げ厚算定法
.....八谷好高・福手 勤・佐藤勝久・林 洋介..... 121
(Structural Evaluation of Asphalt Concrete Overlays on Concrete
Pavements and Calculation Methods of Overlay Thicknesses
.....Yoshitaka HACHIYA, Tsutomu FUKUTE, Katsuhisa SATO and Yosuke HAYASHI)
5. 深層混合処理工法による格子式改良地盤の地震時挙動
.....風間基樹・稲富隆昌・今村俊博..... 141
(Observation and Analysis of Seismic Response of Grid Type Improved
Ground by Deep Mixing Method
.....Motoki KAZAMA, Takamasa INATOMI and Toshihiro IMAMURA)
6. 係留船舶の動揺計算法とその評価
.....上田 茂・白石 悟..... 181
(Method and its Evaluation for Computation of Moored Ship's Motions
.....Shigeru UEDA and Satoru SHIRAISHI)

1. 直立壁に作用する衝撃波圧の発生 機構に関する一考察

高橋重雄*
谷本勝利**
鈴村諭司***

要 旨

高マウンドの混成防波堤や急勾配斜面上の鉛直壁には衝撃的な砕波圧が作用することがある。この衝撃波圧の発生条件やその大きさを的確に知るためには、衝撃波圧の発生機構を十分理解し、発生条件や波圧の大きさを支配しているパラメータを明白にする必要がある。また、衝撃波圧の発生が予想される堤体や部材の設計に際しては、その発生機構および特性を熟知して対策を講じなければならない。

急勾配斜面に続く水平床上の直立壁には、波の条件によっては、同じ入射波高であってもその位置によって、重複波的な波から砕波、そして砕波後が作用する。本研究ではこうした直立壁に作用する波圧を波圧計で測定し、一連の波圧の変化を調べ、波面と衝撃波圧の関係を示す簡単なモデルを提示した。

このモデルでは、衝突する波面と壁面とのなす角 β によって、Wagner型の波圧が発生する領域、Bagnold型の波圧が発生する領域、そして両者の遷移領域に分け、作用高係数 κ_1 、最小空気量係数 κ_{a0} 、質量補正係数 κ_m が与えられれば、波高や波面の衝突速度 v によって、それぞれの β に対する波圧波形が求められる。

急勾配斜面に続く水平床上の直立壁に働く衝撃波圧の変化に対しこのモデルの適用性を検討した。このときの波力はその直立壁の位置によって変化し、ある位置で最大となる。モデルではこの位置が $\beta=0^\circ$ の位置となり、波高が大きいほど、比水深が小さいほど水平床上の沖側に移行する。この位置における波圧を波圧最大値と称しているが、この値は波高が大きいほど比水深が小さいほど大きくなる。また測定波形から推定される κ_1 の値は波高が大きいほど、比水深が小さいほど1.0に近づく。 κ_1 の測定値と $\kappa_m=0.83$ 、 $\kappa_{a0}=0.06$ を用いてモデルから波圧最大値を計算したが、空気漏れによる圧力低下を考えればほぼ実験値に一致することがわかった。

* 水工部 主任研究官 (耐波工担当)

** 水工部 防波堤研究室長

*** 水工部 波エネルギー研究室

1. Generation Mechanism of Impulsive Pressure by Breaking Wave on a Vertical Wall

Shigeo TAKAHASHI*

Katsutoshi TANIMOTO**

Satoshi SUZUMURA***

Synopsis

There is the possibility that impulsive breaking pressures act on a vertical-wall caisson on a high rubble foundation or a steep slope. The proper design of such a caisson requires the analysis of the dynamic behavior of the caisson and its members, and the search for the alternative shapes of them which can reduce the pressure as much as possible. Therefore, it is indispensable for the designer to have the clear idea of the generation mechanism of the impulsive pressure.

A series of experiments were conducted to measure the pressure acting on a vertical wall, located on a horizontal bed followed by a sloped bed. Based on the experimental results the generation mechanism of the impulsive pressure was investigated, and a simple model which describes the relation between the wave front profile and the impulsive pressure was proposed.

In the model three regions are considered according to the angle, β , between the wave front and the wall, and the wave front profile is assumed as a circle arc which is defined by the angle, δ , between the tangent and chord of the circle at the top of wave front. In the region where $\beta \geq \delta$, the wave front impinges on the wall without entrapping air layer. The Wagner type pressure can be observed which has a sudden rise and a sharp peak. In the region where $\beta \leq 0$, the air is entrapped and compressed by the wave front, and then the Bagnold type pressure acts on the wall. The region where $0 < \beta < \delta$ is the transition region of the pressure type from the Wagner type to the Bagnold type. Using the values of the mass coefficient, κ_m , the effective height coefficient, κ_l , and the minimum air thickness coefficient, κ_{a0} , the shock pressure profile can be calculated.

The wave pressure acting on a vertical wall on a horizontal bed followed by a steep slope varies with the distance of the wall from the slope end. The location of the wall where the averaged pressure becomes the maximum is called the maximum wall position and is regarded as the location of $\beta = 0^\circ$ in the proposed model. The maximum wall position moves seaward if the incident wave height gets higher or the relative depth becomes smaller. The averaged pressure at the maximum wall position is named the maximum pressure, the value of which increases according to the increase of the wave height and to the decrease of the relative depth. The values of κ_l and κ_{a0} obtained from the time history of the pressure show the same tendency as the maximum pressure. The values of the maximum pressure are calculated using the measured values of κ_l and κ_{a0} . The ratios of the measured value to the calculated value fall within the range of 0.8–1.5 if the pressure damping due to the leakage of the entrapped air during the compression is considered.

* Senior Research Engineer, Hydraulic Engineering Division

** Chief of Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

*** Member of Wave Energy Laboratory, Hydraulic Engineering Division

目 次

要 旨	3
1. ま え が き	7
2. 実 験 方 法	7
2.1 実験水路および模型	7
2.2 実 験 波	8
2.3 測定方法および実験ケース	8
3. 砕波と衝撃波圧との関係	9
3.1 砕波と波圧波形	9
3.2 Wagner 型の圧力と Bagnold 型の圧力	16
3.3 壁面に衝突する波面と衝撃波圧の簡単なモデル	19
3.4 実験値とモデルとの対応	20
4. 急勾配斜面に続く水平床上の鉛直壁に働く衝撃波圧	24
4.1 砕波点および砕波高	24
4.2 平均波圧強度の変化	25
4.3 波圧最大堤体位置	27
4.4 作用高係数	28
4.5 モデルによる波圧最大値の計算	28
4.6 波圧最大値の近似式	28
5. む す び	29
参 考 文 献	30
主要記号表	31

1. まえがき

高マウンドの混成防波堤や急勾配斜面上の鉛直壁には、条件によって衝撃的な碎波圧が働くことはよく知られている。この衝撃的な碎波圧は重複波的な波圧や通常の碎波圧に比して非常に大きく、これにより直立部が滑動したりケーソン壁が破壊することがある。したがって、衝撃波圧の解明は設計実務の面からも非常に重要な課題であり、筆者らは高マウンド混成堤の直立部に対して滑動安定性の観点から実験を行い、衝撃波圧の発生条件や滑動等価波圧強度の大きさなどを明らかにし、とりあえずこれに対する対策工法を示した¹⁾。しかし、こうした衝撃波圧の発生条件やその大きさを支配しているパラメータをよりの確に把えるためには、衝撃波圧の発生機構について十分理解する必要がある。また、衝撃波圧の発生が予想される堤体や部材の設計に際しては、動的応答効果を考慮したり²⁾、衝撃波圧の大きさをできるだけ低減し得る部材や堤体形状の採用を検討する必要がある。そのためにも衝撃波圧の発生機構を十分理解しておくことが不可欠である。

混成堤などの壁面に働く衝撃波圧の発生機構については、Bagnold³⁾、光易⁴⁾、掘川⁵⁾、合田・原中⁶⁾などが研究しているが、これらはいずれもおもに波面が空気を巻き込む場合についての研究である。しかしながら、筆者らは静水面付近の水平版に働く揚圧力の研究⁷⁾において衝撃波圧は波面が空気を巻き込まない場合にも発生することを確かめており、直立壁の場合であっても同様な衝撃波圧が発生することがあると考えられる。衝撃波圧の発生は空気を巻き込まない状態から空気を巻き込む状態まで連続的な現象であり、その発生機構を連続的に説明することが必要であると思われる。

ところで急勾配斜面に続く水平床上の直立壁には、波の条件によっては、同じ入射波高であっても水平床上のその直立壁の位置によって、重複波的な波圧から空気を巻き込まない衝撃波圧、空気を巻き込む衝撃波圧、そして碎波後の波圧が作用する。本研究では、こうした直立壁に作用する波圧を波圧計で測定し、一連の波圧の変化を調べることにした。この波圧測定結果や目視観察結果等から、波面と衝撃波圧の関係を、空気を巻き込まない領域から巻き込む領域まで連続的に示す簡単なモデルを考え、衝撃波圧の発生機構について検討を行った。さらに、こうした急勾配斜面に続く水平床上の直立壁に作用する衝撃波圧が、波の条件や直立壁の位置によってどのように変化するかについても検討した。

2. 実験方法

2.1 実験水路および模型

実験は長さ160m、幅1m、深さ1.5mの長水路で行った。この水路に海底模型を砂および厚さ5cmのセメントモルタルで形成し、その上に波圧測定用の直立壁を設置した。海底の斜面勾配は3/100と1/10の2種を対象とした。図-1は斜面勾配が3/100の場合を示したものである。海底模型はその先端で水路床から10cm鉛直に立ち上げ、そこから3/100の斜面を水路床上50cmの高さまで設け、その後を水平床としている。この水平床上に波圧測定用の直立壁を直接設置しており、マウンドや根固め石等は考えていない。斜面から水平床に変る位置（水平床前端）より直立壁までの距離を水平距離と呼び B_1 で表し、 B_1 を0~700cmの間で変化させている。斜面勾配が1/10のケースでは1/10斜面を同様に水路床上50cmの高さまで設け、水平床をそれに続けた。

図-2は波圧測定用の直立壁の図である。高さ100cm、水路長さ方向の幅100cmの鋼製の大型の箱であり、その前面に波圧計を取付けるようにしたものである。波圧計は受圧面の内径が2.45cm、定格圧力200gf/cm²、固有振動数水中約700Hz、空中約800HzのPG-500D（共和電業社製）である。波圧計は計6台用い、図に示す位置に取付け、水平波圧のみを測定した。

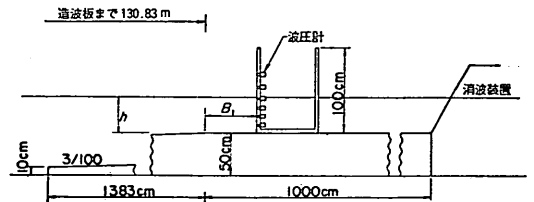


図-1 模型 (3/100勾配)

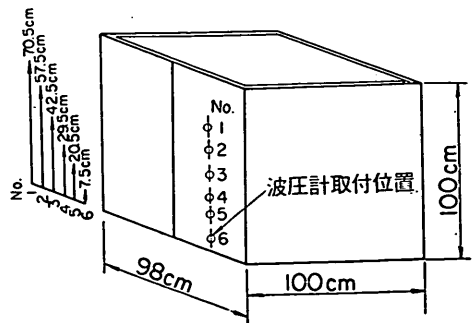


図-2 波圧測定用直立壁

2.2 実験波

実験に用いた波は規則波である。周期 T と水深 h の組み合わせは、(3.0s, 30cm), (3.0s, 42cm), (1.9s, 30cm), (1.98s, 42cm), (1.8s, 54cm) の5種類である。この比水深 $h/L(h/L_0)$ は 0.0596~0.147(0.0214~0.107)となり、現地では、水深10mとすると周期が7.8s~17sに相

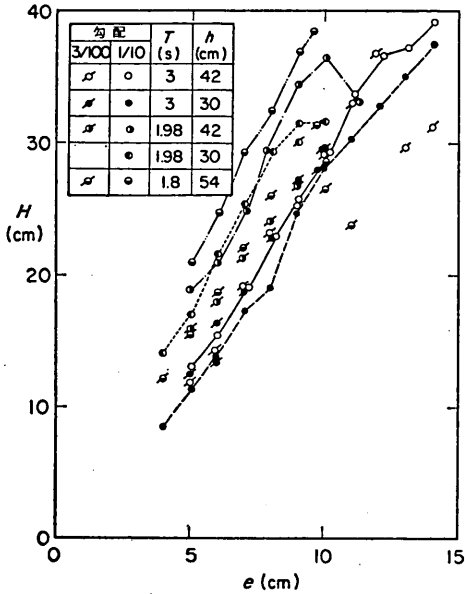


図-3 造波機の偏心量と波高

当する。ここに、 L は水深 h での波長、 L_0 は沖波の波長である。

波高は造波機の偏心量 e を変えることによって変化させている。図-3はこの e を横軸にとり、水平床前端での波高 H をプロットしたものである。造波機と水路の特性により、水平床前端で碎波する波まで発生させることができないケースもあった。たとえば、 $h=54\text{cm}$ で $T=1.8\text{s}$ の場合には、斜面勾配が3/100, 1/10いずれの条件においても造波機前面で碎波してしまい、水平床前端で碎ける波高までには至っていない。しかしながら、こうした場合にもできるだけ碎波波高に近い大きな波高を含むように実験波高を選んでいる。以下、波高 H は特にことわらない限り水平床前端での波高を示す。

2.3 測定方法および実験ケース

波圧計で得られた波圧波形は歪増幅器により増幅し、データレコーダに収録した。このアナログデータをカットオフ周波数400Hzのローパスフィルターを通し、A/D変換器によってサンプリング周波数1,000Hzでデジタルデータに変換した後、大型計算機によって解析した。データレコーダ収録したのは波がほぼ定常となる10波であり、実際に解析したのはそのうちの4~6波である。波圧の解析では、水底から静水面上0.5 h までの範囲の波圧計での波圧を単純に平均し、平均波圧を求めている。

表-1は実験ケースを示すものである。実験は大きく分

表-1 実験ケース

実験名		$h(\text{cm})$ (h/L_0)	$T(\text{s})$	$H(\text{cm})$ (H/h)	$B_1(\text{cm})$ (B_1/h)
A	1/10	42,	3.0	37.3	0, 25, 50, 75, 100, 125,
		(0.0299)	3.0	(0.89)	150, 175, 100, 225, 250,
		30,	3.0	35.1	300, 350, 400
		(0.0214)		(1.17)	
B	3/100	30,	3.0	12.3 ~ 29.8	0, 50, 100, 150,
		(0.0214)	3.0	(0.41 ~ 0.99)	200, 300, 500,
		42,	3.0	11.8 ~ 36.8	700
		(0.0299)	1.98	(0.28 ~ 0.88)	(0~23.3)
		42,	1.98	15.9 ~ 29.5	
		(0.0687)	1.8	(0.38 ~ 0.70)	
		54,	1.8	12.1 ~ 31.4	
		(1.107)		(0.22 ~ 0.58)	
	1/10	30,	3.0	8.5 ~ 37.5	0, 25, 50, 100,
		(0.0214)	1.98	(0.28 ~ 1.25)	150, 200, 300,
		30,	1.98	14.0 ~ 33.6	500
		(0.0490)	3.0	(0.47 ~ 1.12)	(0~16.7)
	42,	3.0	13.0 ~ 39.3		
	(0.0299)	1.98	(0.31 ~ 0.94)		
	42,	1.98	18.8 ~ 36.2		
	(0.0687)	1.8	(0.45 ~ 0.66)		
	54,	1.8	21.0 ~ 39.2		
	(0.107)		(0.39 ~ 0.73)		

けて、二つのシリーズから成る。このうちシリーズAでは波の条件を2種に限定して水平部距離 B をやや細かく変え、かつ3回繰り返し波圧測定を行い、波の作用状況を目視観測するとともに写真撮影をした。シリーズBでは波の条件や水平部距離、および斜面勾配を系統的に変化させて波圧を測定した。この他直立壁を設置しない状態での波（通過波）の砕波位置等の測定も実施した。次章ではシリーズAの結果から波面と衝撃波圧の関係を考察し、4. ではシリーズBの結果を用いて直立壁の位置による波圧の変化について検討する。

3. 砕波と衝撃波圧の関係

3.1 砕波と波圧波形

写真-1は $T=3s$, $h=30cm$, $H=35.1cm$, 斜面勾配 $\tan\theta=1/10$ の条件で、水平床上の直立壁の位置による波の作用状況の違いを示すものである。(1)は $B_1=0cm$ で水平床前端に直立壁がある場合である。このとき波は砕けようとしている寸前であり、砕波には至っていない。(2)は $B_1=25cm$ の場合であり、波面と壁面となす角が 20° 程度で激しく壁面に衝突しているが、空気は巻き込んで

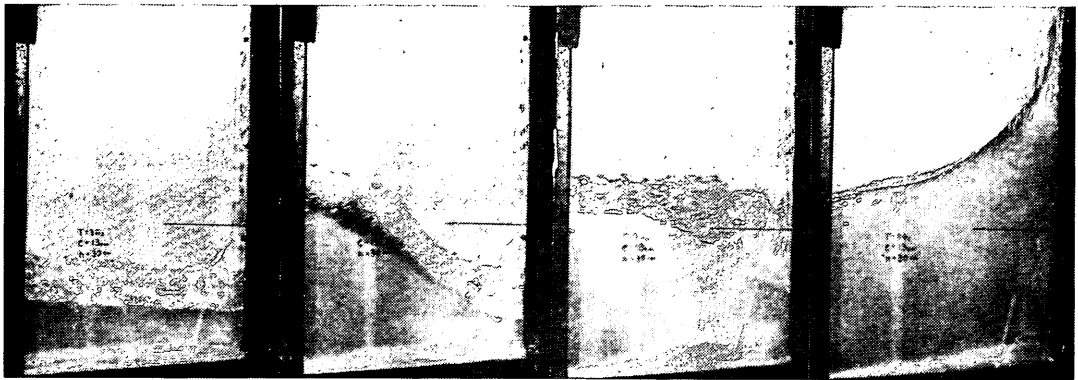


写真-1(1) 波の作用状況 ($B_1=0cm$)

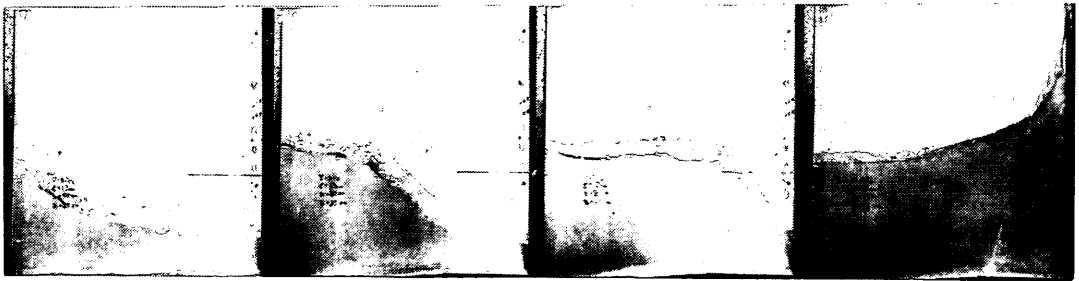


写真-1(2) 波の作用状況 ($B_1=25cm$)

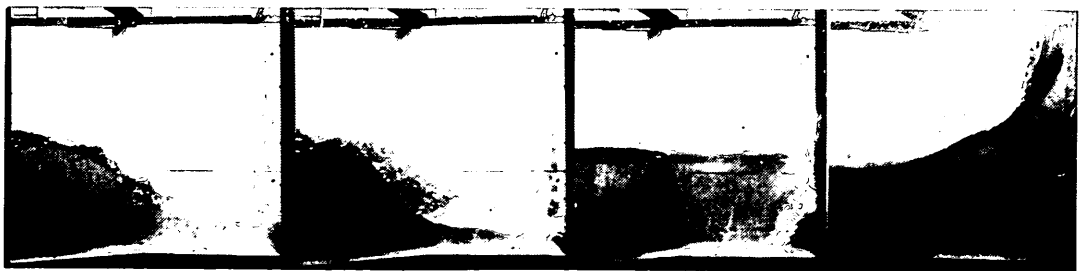


写真-1(3) 波の作用状況 ($B_1=50cm$)

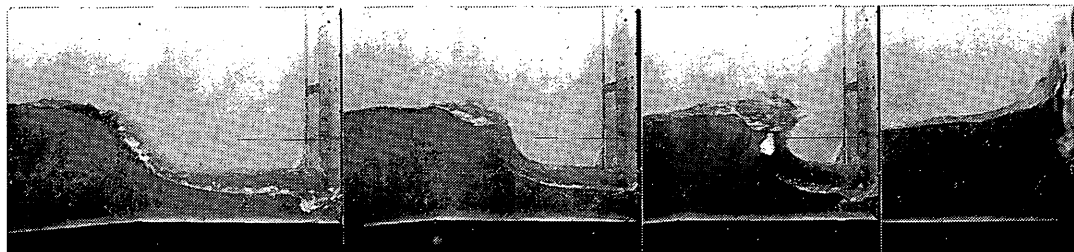


写真-1(4) 波の作用状況($B_1=75\text{cm}$)

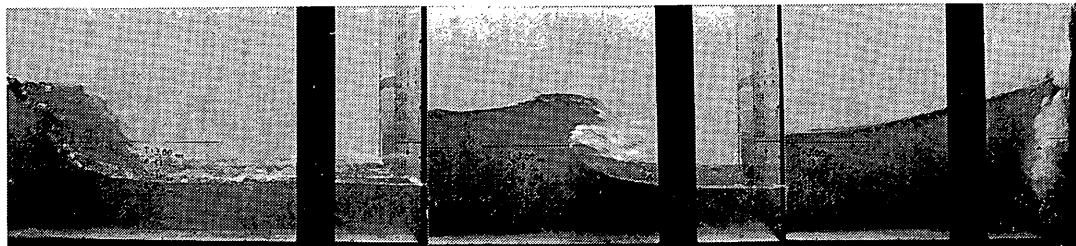


写真-1(5) 波の作用状況($B_1=125\text{cm}$)

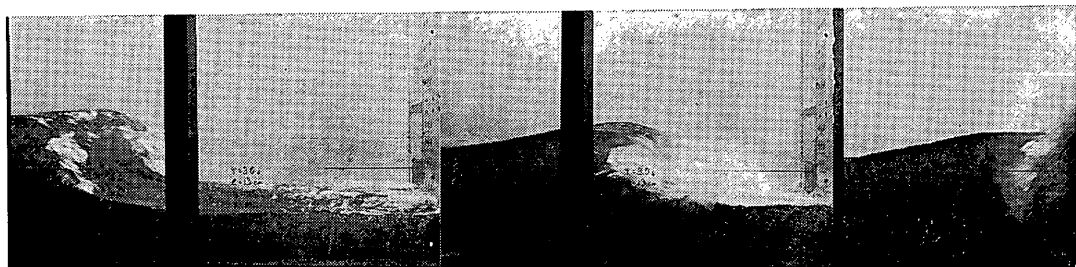


写真-1(6) 波の作用状況($B_1=175\text{cm}$)

いない。(3)は $B_1=50\text{cm}$ の場合である。壁面の直前で巻き波状に砕け始め、少量の空気を巻き込んで激しく壁面に衝突している。(4)は $B_1=75\text{cm}$ で、壁面のやや前方で砕け始め空気を巻き込んで壁面に衝突している。(5)は $B_1=125\text{cm}$ の場合であり、さらに前方で砕け始め、巻き波の波頭部が水面に落下し、水面をたたくと同時に壁面に衝突している。(6)は $B_1=175\text{cm}$ の場合であり、壁面のさらに前方で砕け始め、砕波後の波となって壁面に衝突する。ただし、これらの写真の例はそれぞれの B_1 での代表的な波の作用状況であり、後述するように同じ条件でも波の作用は必ずしも同じでなく、かなりばらついている。しかしながら、全般的にみればこの条件では B_1 が 0 のときはほぼ重複的な比較的穏やかな作用であるが、 B_1 が大きくなるにつれて波面がきり立ち、 $B_1=50\text{cm}$ 程度で波面が空気を巻き込んで砕け始める。さ

らに B_1 が増加するにつれて巻き込んだ空気量が増加し、ついには砕波後の波となる変化を示す。

この様に同じ波の条件でも直立壁の位置によって波の作用状況が大きく変化する。次に、このときどの様に波圧波形が変わるのかについて示す。一般に、波圧は重複波から通常の砕波、そして衝撃的な砕波に変わると、図-4に示すように波圧波形の立ち上がり部分に大きな変化が生じるけれども、その他の部分はあまり大きく変化しない。そのため図-5に波圧の立ち上がり部分を含む 0.4s 間の波圧波形のみを時間軸を長くしてプロットしており、 B_1 によってこの部分が大きく変化することがわかる。(1)は $B_1=0\text{cm}$ の場合で、(2)、(3)は $B_1=25\text{cm}$ 、(4)、(5)は $B_1=50\text{cm}$ 、(6)は $B_1=75\text{cm}$ 、(7)は $B_1=125\text{cm}$ 、(8)は $B_1=175\text{cm}$ である。ただし、図-5と写真-1は同じ条件でも必ずしも同一の波に対するものではない。な

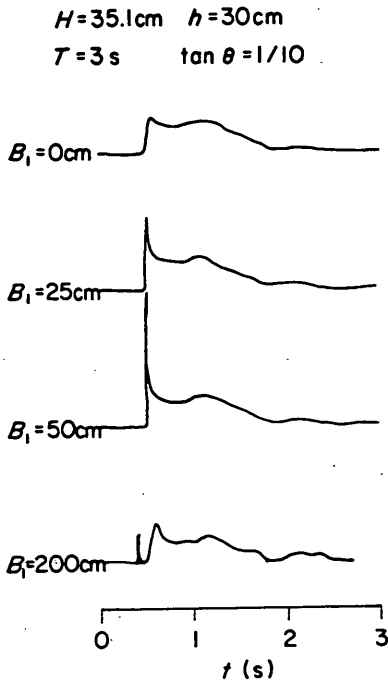


図-4 波圧波形の変化

お、図中の P 3 は静水面上 12.5cm, P 4 は静水面下 0.5cm, P 5 は 9.5cm, P 6 は 22.5cm の位置の波圧計による圧力波形である。

$B_1=0\sim 50\text{cm}$ では図-5 の (1), (2), (4) の例のような立ち上がりが急でピーク値付近が鋭い形状の波形が現れる。 B_1 が大きいほど立ち上がりが急でピーク値が大きくなっているようである。この圧力波形は Wagner⁹⁾ によって初めてその波形形状が明らかにされ、筆者らはこれを Wagner 型の波形と呼ぶことにする。一般に Wagner 型の波圧波形は、波面が空気を巻き込まず、かつ衝突する波面と壁面のなす角度がある程度小さいときに生じ、その角度が小さいほど波圧の立ち上がりが急となり、ピーク値も大きくなる性質を有する。また、Wagner 型の波圧波形では、場所的にみると波圧が大きい所は波面が壁面と接する先端部にあり、この局所的に大きい波圧波形が波面の上昇に伴って移動することが特徴である。図-6(1)は図-5(2)における波圧の同時分布をみたものである。局所的に大きな波圧が上方向に壁面を移動していることがわかる。したがって、波圧計で測定するとき、波圧が Wagner 型であれば、この局所性のために波圧のピーク値が波圧計の受圧面の大きさによって異なる可能性がある。

$B_1=25\sim 100\text{cm}$ では、図-5(3) の例のように Wagner 型に比べ立ち上がりが滑らかでピーク値付近も丸みをおびた波形がみられる。この波形については Bagnold が初めて解析しており、これを筆者らは Bagnold 型の波圧波形と呼ぶことにする。この波圧波形は波面が空気を閉じ込めこれを圧縮した場合に生じ、空気の巻き込む量が多いほどピーク値は小さくなり、波圧の継続時間が長くなる。また、巻き込んだ空気はその圧縮過程の中で外側に漏れ、波圧波形は減衰振動となる。Bagnold 型の波圧が Wagner 型の波圧と最も異なるのは、Bagnold 型の波圧が空気圧縮によって生じるため、同時に反作用として水を圧縮して、この圧力が圧縮された空気に接していない部分にも水中の音速で伝播することである。図-6(2)は図-5(3)のときの同時波圧分布を示すものであり、各測点で大きさは異なるがほぼ同時にピーク値となっていることがわかる。ここでは測定していないけれども、この波圧波形は揚圧力にも現れる。また、壁面の前方に波圧計を置いてこの波圧波形が測定できる。

$B_1=25\sim 100\text{cm}$ では、図-5(5), (6) の 4ch の波圧形のように Wagner 型と Bagnold 型の両方が現れる例もある。これは空気を巻き込むとき波頂部が最初に衝突する壁面の部分に出現する。すなわち、まず波頂部が衝突して Wagner 型の波圧が現れ、その後空気圧縮による圧力が伝播してくるか、あるいは圧縮された空気が直接作用して Bagnold 型の波圧が発生する。したがって典型的巻き波が作用する場合にはこのような波圧が生ずるのは局所的である。たとえば図-5(5), (6) の 5ch, 6ch の波圧形は Bagnold 型だけであり、この部分には波頂部が衝突していないことがわかる。しかし、衝突する波面と壁面のなす角が小さくなり衝突が衝撃的であればあるほど、この二つの型の波圧波形の間隔は短くなり、両者を区別できなくなるとともに、壁面全体にそうした波圧波形が出現するようになる。

$B_1=100\text{cm}$ 以上では波面が乱れた後に衝突しているため、図-5(7), (8) に示すように波圧波形も複雑となる。(7)では Wagner 型が、(8)では Bagnold 型の波圧が卓越しているようであるが、両者が混在していると思われる。

なお、合田・原中⁹⁾ は波圧波形をその形状で分類しており、Wagner 型の波圧波形を単発型、Bagnold 型を減衰振動型、そして Wagner+Bagnold 型をふたやま型と呼んでいる。また、Rundgren¹⁰⁾ は波圧波形をその発生機構から分類して、Wagner 型に相当する波形を ventilated shock, Bagnold 型に相当するものを com-

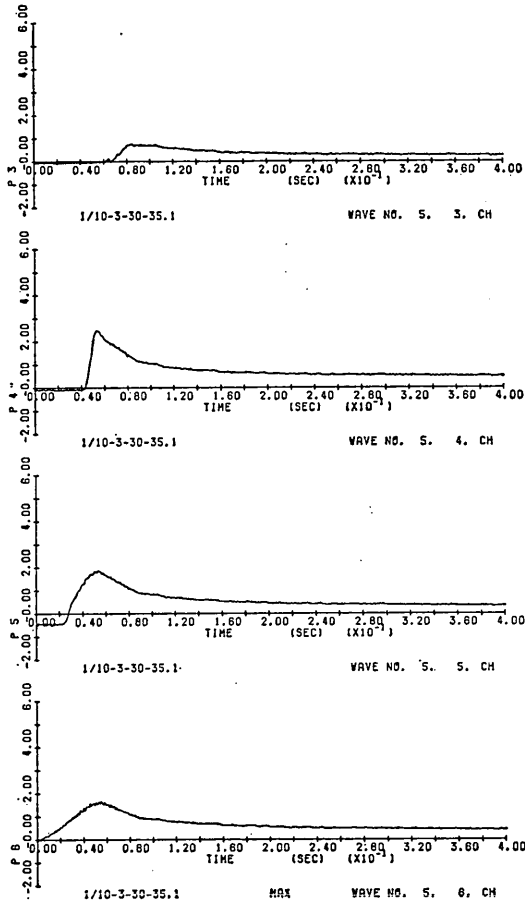


図-5(1) 波圧波形($B_1=0\text{cm}$)

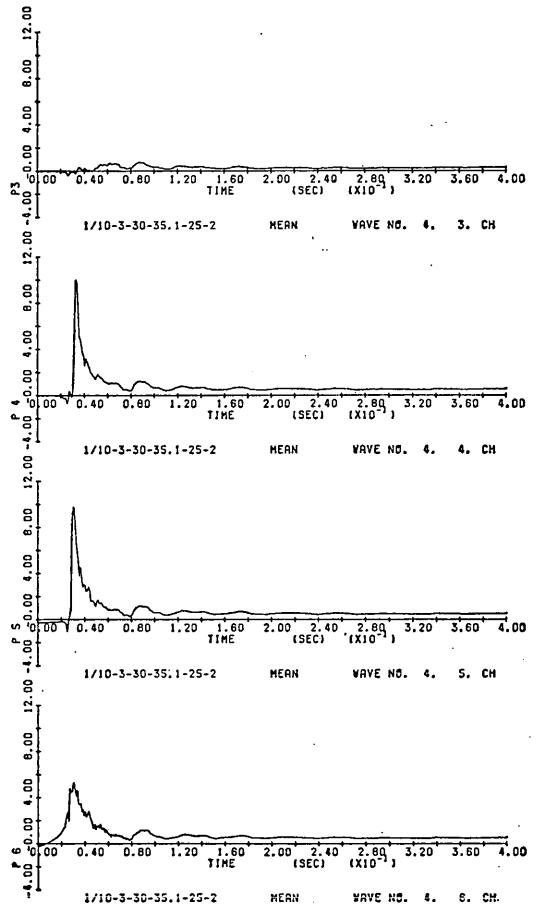


図-5(2) 波圧波形($B_1=25\text{cm}$)

直立壁に作用する衝撃波圧の発生機構に関する一考察

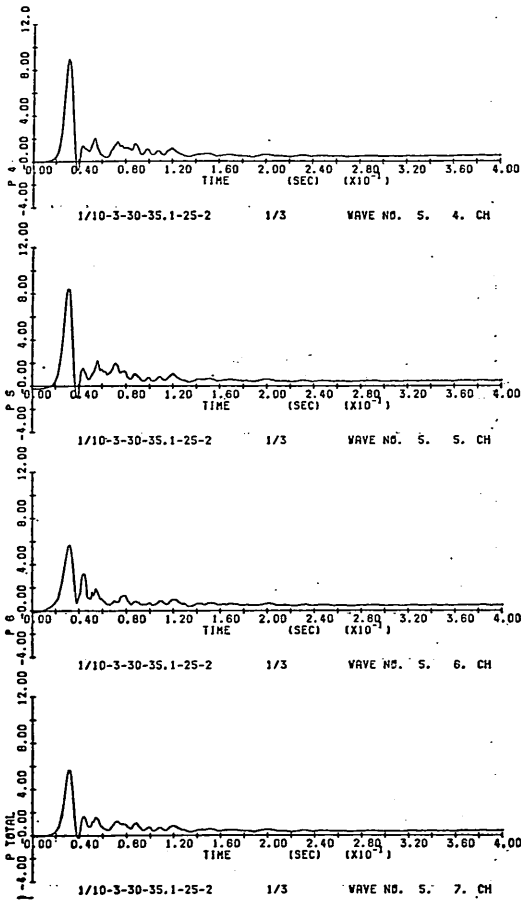


図-5(3) 波圧波形($B_1=25\text{cm}$)

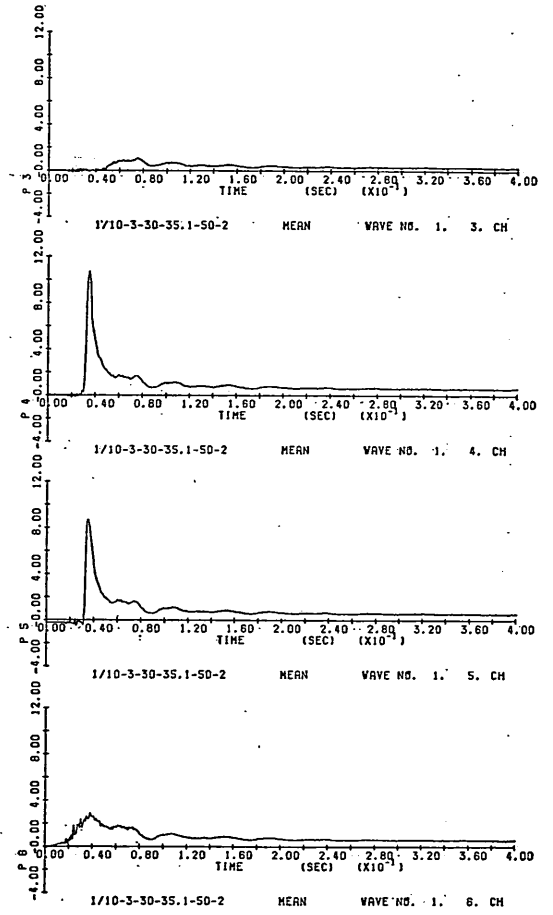


図-5(4) 波圧波形($B_1=50\text{cm}$)

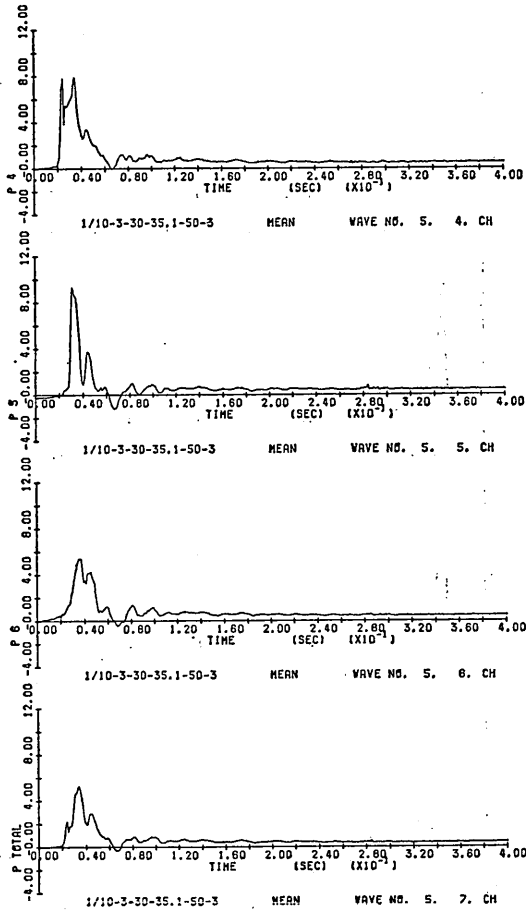


図-5(5) 波圧波形($B_1=50\text{cm}$)

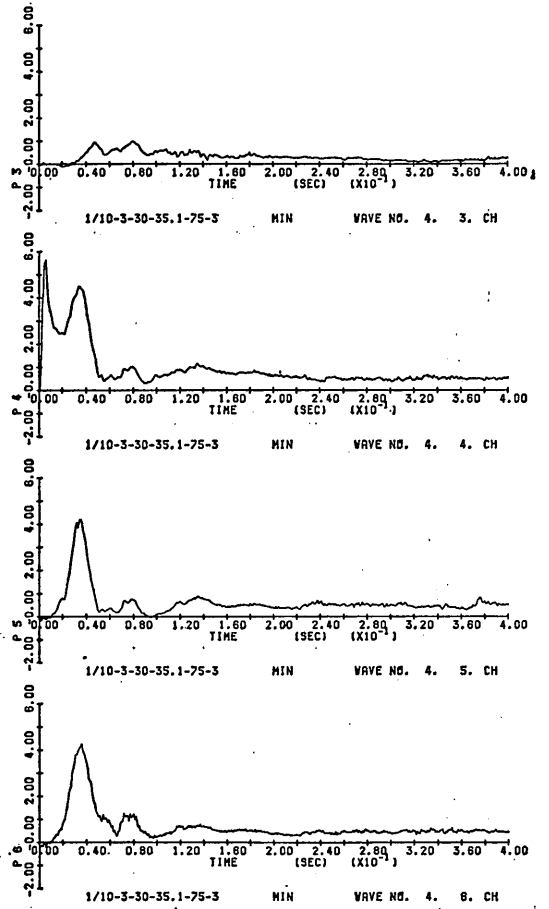


図-5(6) 波圧波形($B_1=75\text{cm}$)

直立壁に作用する衝撃波圧の発生機構に関する一考察

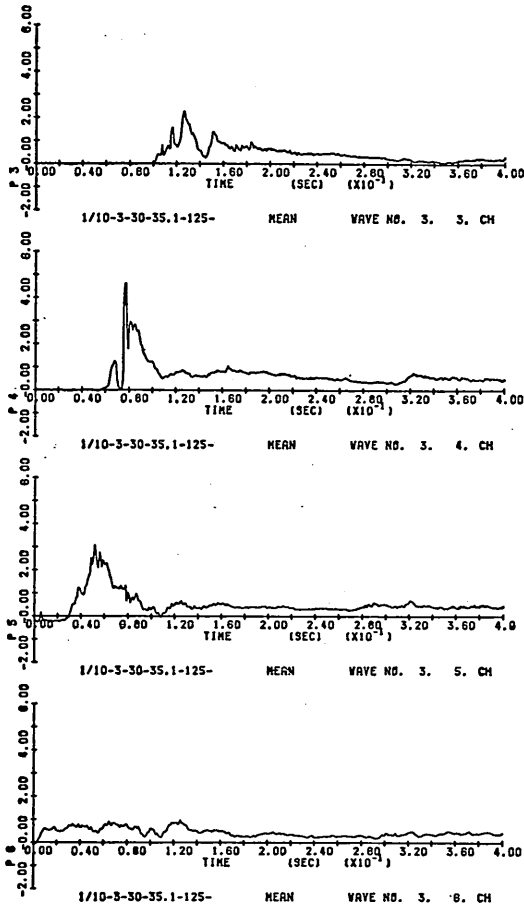


図5-7) 波圧波形($B_1=125\text{cm}$)

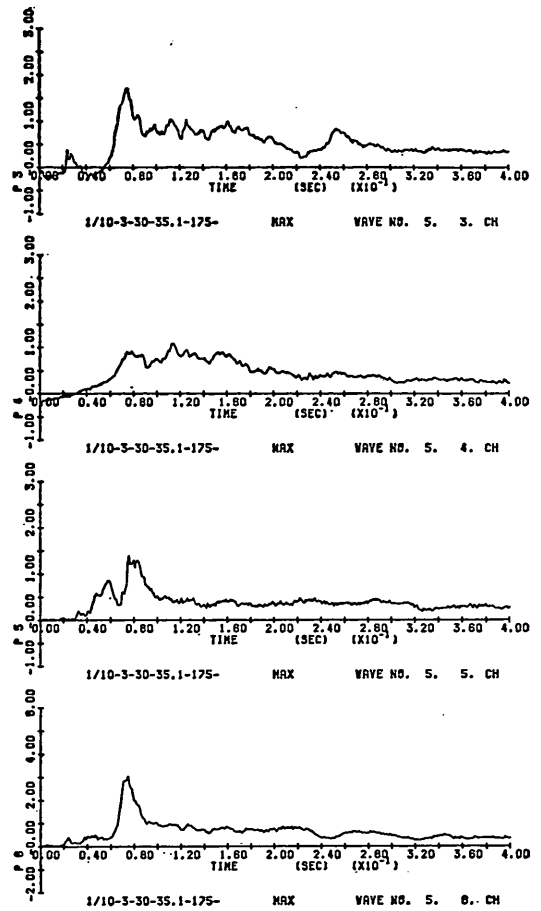


図5-8) 波圧波形($B_1=175\text{cm}$)

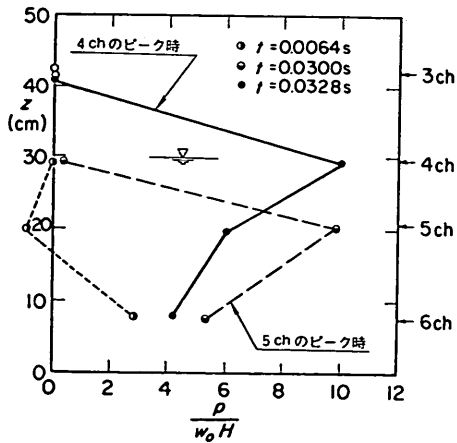


図-6(1) 波圧の同時分布(Wagner 型)

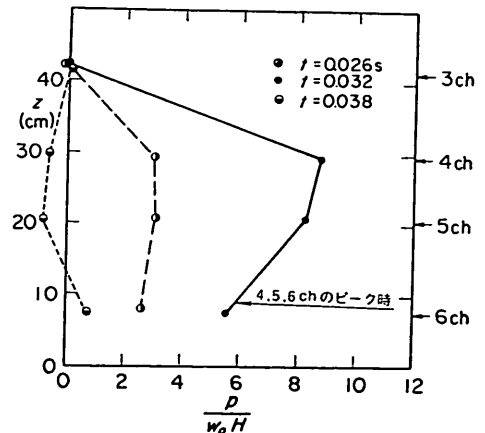


図-6(2) 波圧の同時分布(Bagnold 型)

pression shock, Wagner+Bagnold 型の場合の Wagner 型の波形に相当するものを hammer shock と称している。

3.2 Wagner 型の圧力と Bagnold 型の圧力

前節で Wagner 型および Bagnold 型の波圧の実例について述べた。次節ではこの Wagner 型の波圧と Bagnold 型の波圧を用い衝突する波面と衝撃波圧の関係をモデル化する。そのため、ここではその基本となる Wagner 型の圧力や Bagnold 型の圧力についてその概要を示す。

(1) Wagner 型の圧力

Wagner¹¹⁾は図-7に示すような幅 $2l$ の楔状物体が速度 V_N で静水面に落下した場合に作用する圧力を、図中の斜線で示した仮想平板まわりの流れポテンシャルを解くことによって求めている。その理論については筆者¹²⁾らがすでに紹介しており、ここでは簡単にその解のみを示す。

x 軸を平板に平行にとり、その原点を平板の中心にとれば、衝撃圧力 $p(x, t)$ は次式によって表される。

$$p(x, t) / \left(\frac{\omega_0 V_N^2}{2g} \right) = \frac{\pi \cot \beta}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2}} - \frac{\left(\frac{x}{b}\right)^2}{1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2} \quad (1)$$

ただし、 t は楔状物体が静水面に接した時からの時間である。また b は楔状物体に接する水面の先端の位置であり、

$$b(t) = \frac{\pi}{2} V_N t \cot \beta \quad (2)$$

である。水面の先端が楔状物体の端に達する時間 τ は、 $b=l$ となる時刻であり次式となる。

$$\tau = l / \left(\frac{\pi}{2} V_N \cot \beta \right) \quad (3)$$

図-8は $\beta=15^\circ$ のときを例にして、代表的な位置での圧力の時間的変化をみたものである。ただし、圧力は $\omega_0 V_N^2 / 2g$ で無次元化して示している。また、式(1)による各位置での圧力は $-\infty$ から始まることになるが、ここでは圧力が負のところは考えていない。図中の実線が $x/l=0.25, 0.5, 0.75$ での圧力である。圧力は急激に立ち上がり最大値に達しており、ピークは尖っている。楔状物体に接する水面の先端が局所的に高い圧力となっており、これが水面とともに移動するため、こうした尖がった圧力が水面の先端の到達とともに現れている。この様に局所的に高い圧力であるために、圧力計などある程度の面積の受圧面をもつもので測定を行えば、局所的なピーク値ではなく、その面積での平均値が測定される。たとえば、幅 Δx が $0.1l$ であるときの、その面積の平

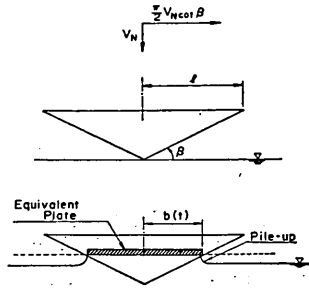


図-7 楔状物体の落下

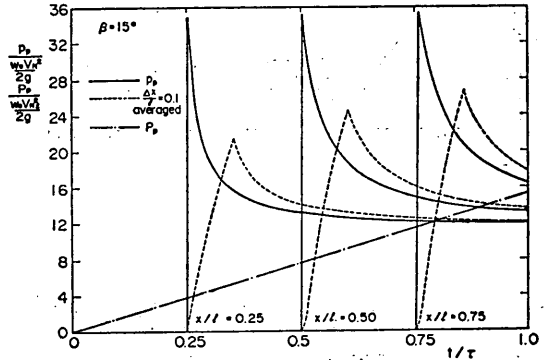


図-8 Wagner 型の圧力波形

圧力を図中に点線で示しているけれども、実線と比較すると立ち上がりが緩やかとなりピーク値も小さくなっているのがわかる。このような変化は $\Delta x/l$ が大きいほど顕著となり、 $\Delta x/l$ が 1.0、すなわち合力は、一点鎖線で示すように前傾の三角形となる。

ピーク値の大きさは β によって大きく異なる。図-9は圧力のピーク値の無次元量を、横軸に β をとってプロットしたものである。実線は局所的なある点における圧力のピーク値 p_p の無次元量であり、

$$p_p / \left(\frac{\omega_0 V_N^2}{2g} \right) = \frac{\pi^2}{4} \cot^2 \beta + 1 \quad (4)$$

で表され、 β が 0 に近づくほど大きく、 $\beta=0^\circ$ で無限大となる。一方鎖線は合力のピーク値 P_p の無次元量であり、これは局所的な圧力より小さく、その差は β が 0 に近づくほど大きい。また、点線は $x/l=0.5$ における幅 Δx が $\Delta x/l=0.01$ および 0.1 の場合の平均圧力のピーク値 p_p である。 $\Delta x/l$ が大きいほど、 β が 0° に近いほど局所的な圧力より小さくなるのがわかる。

図-10は $x=0$ から l までの各位置における圧力を時間的に積分した、各点における力積 i_w である。ただし、

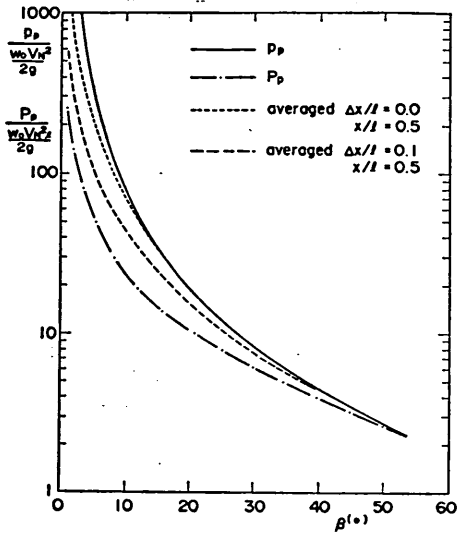


図-9 Wagner 型の圧力と合力のピーク値

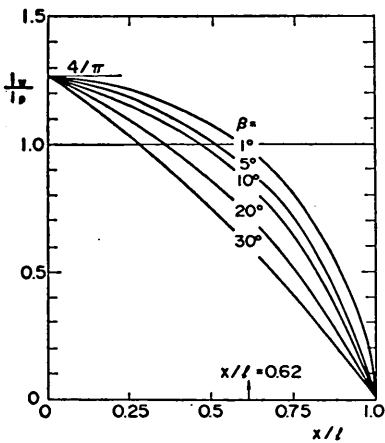


図-10 力積の場所的分布

$x=0$ から l までの間の全力積は、平版が得た運動量 I_p に等しいと考えられ、縦軸は i_w を I_p/l で除した値で示している。この運動量 I_p は、半径 l の半円形の水の質量（付加質量）に速度 V_N を乗じたものになる。ただし、この場合は $x=0$ から l までの正の部分だけを考えているので、その $1/2$ となる。すなわち、

$$I_p = \frac{\pi}{4} \frac{w_0 l^2 V_N}{g} \quad (5)$$

である。 β が 0 のときには、 i_w の平均値は I_p/l に一致し、 i_w の分布は付加質量の分布に一致しており、

$$i_w / (I_p/l) = \frac{4}{\pi} \sqrt{1 - (x/l)^2} \quad (6)$$

となる。しかしながら、 β が大きいときには、この値より小さくなる。これは楔形物体を平版に置き換えたためと考えられる。なお、各点における波圧の力積を i_w で示し、合力の力積を I_w とする。同様に平版の得た運動量を I_p で表し、これを l で除したものを i_p とする。

さらに、合力については平版が得た運動量 I_p が合力の力積に等しいこと、および、力積の増加（すなわち付加質量の増加）が時間 t に比例することから単純に求められる。すなわち、 $\frac{1}{2} P_p \tau = I_p$ であるので合力のピーク値は、

$$P_p \left(\frac{w_0 V_N^2 l}{2g} \right) = \frac{\pi^2}{2} \cot \beta \quad (7)$$

である。この値を式(1)を積分した値と比べると、やはり β が小さければ一致するが β が大きいと差があるようである。また、Von Karman¹³⁾によると、合力のピーク値は、

$$P_p \left(\frac{w_0 V_N^2 l}{2g} \right) = \pi \cot \beta \quad (8)$$

である。これは Von Karman による水面の先端の進行速度が $V_N \cot \beta$ であり、Wagner のものに比べ $\pi/2$ を乗じていないためであり、合力のピーク値は式(7)の $2/\pi$ であるが、作用時間 τ は $\pi/2$ だけ長く、力積は同じである。

(2) Bagnold 型の圧力

Bagnold¹⁴⁾は、図-11に示すような厚さ D の空気層が厚さ k 、速度 V_N の水塊によって圧縮を受けたときの圧力についての方程式を示した。光易はこれに空気漏れの影響を加えて検討している。筆者らは、直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力を検討する際、この方程式の数値解を空気漏れがある場合を含めて示した¹⁵⁾。空気漏れの無い場合の圧力は正弦振動にはほぼ近く、そのピーク値は次式で示される無次元量の関数として表される。

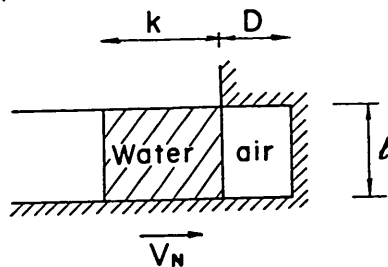


図-11 Bagnold の空気圧縮モデル

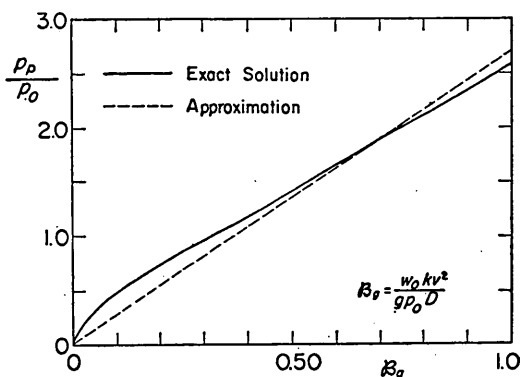


図-12 空気圧縮による圧力のピーク値

$$B_0 = \frac{w_0 k V_N^2}{g p_0 D} \quad (9)$$

ここに p_0 は大気圧 ($1,033\text{gf/cm}^2$) であり、 B_0 を筆者らは、Bagnold 数と呼んでいる。図-12は横軸を B_0 数にとって圧力のピーク値を示している。図中の直線は Bagnold が示した近似式であり、

$$\frac{p_p}{p_0} = 2.7 B_0 \quad (10)$$

である。作用時間 τ (振動の半周期とする) は近似的に

$$\tau = \pi \sqrt{\frac{w_0 k D}{g \gamma p_0}} \quad (11)$$

である。ここに γ は空気の比熱比で1.4である。

図-13は、 $k=8.27\text{cm}$ 、 $D=5\text{cm}$ 、 $V_N=235\text{cm/s}$ 、で、 $B_0=0.09$ の場合の圧力波形を数値計算で求めたものである。実線は空気漏れの無い場合であり、点線は圧力の作用面積の0.5%の空隙 ($\epsilon=0.005$) がある場合である。すなわち、空気圧縮が作用する壁面にその面積の0.5%の穴があり、そこから空気が漏れていると考えており、計算はここに示さないが光易が示した式を数値的に解いたものである。この図から0.5%程度の空隙でも圧力がかなり低下することがわかる。

さて、空気層に作用する水塊の運動量 I_p と、作用時間 τ の間に作用する合力の力積 I_w とはどのような関係になるのであろうか。壁面に作用した力積をその圧力のピーク値と作用時間 τ の積の1/2で近似すると、

$$\frac{1}{2} p_p \tau = 1.5 \sim 2.5 (I_p / l) \quad (12)$$

の関係となっていることが種々の条件に対する計算の結果求められる。このため、 $0.5 p_p \tau l$ の値を空気層に作用する水塊の運動量 I_p とみなすと、 I_p の値を大きく見積りすぎることになる。ただし、空気漏れによって p_p の値が低下していれば $0.5 p_p \tau l$ の値と I_p の値がほぼ一致

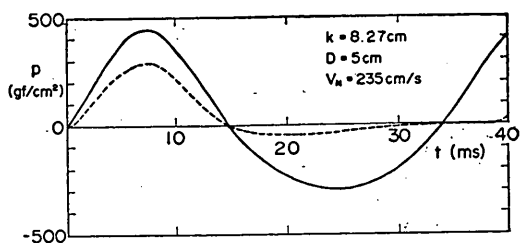


図-13 空気圧縮による圧力波形

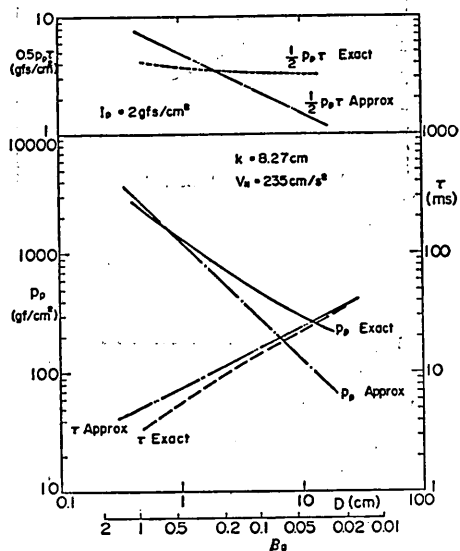


図-14 空気層の厚さによる Bagnold 型の圧力の変化

することもありうる。なお、 I_p の値は、

$$I_p = \frac{w_0 k V_N l}{g} \quad (13)$$

である。

図-14は $k=8.27\text{cm}$ 、 $V_N=235\text{cm/s}$ で D を変化させたときの B_0 、 τ 、 p_p および $0.5 p_p \tau$ の値を示すものである。ただし、 τ 、 p_p 、 $0.5 p_p \tau$ の値は、それぞれ近似解と厳密解とを示している。厳密解では、たとえば空気層の厚さ D が 1cm では $B_0=0.45$ で $\tau=5.6\text{ms}$ 、 $p_p=1,350\text{gf/cm}^2$ であり、空気層の厚さ D が 10cm では $B_0=0.045$ で $\tau=22\text{ms}$ 、 $p_p=290\text{gf/cm}^2$ である。 $0.5 p_p \tau$ の値は近似解では一定値とはならないが、厳密解ではほぼ一定値 ($3.0 \sim 4.0\text{gf/cm}^2$) をとっており、その値は式(12)のように水塊の運動量 $I_p / l = 2.0\text{gf/cm}^2$ の $1.5 \sim 2$ 倍の値である。図中の値はすべて空気漏れの無い場合であるが、空隙率 ϵ が 0.005 では、 p_p は空気漏れの無い場合の $50 \sim 70\%$ 程度の値となる。

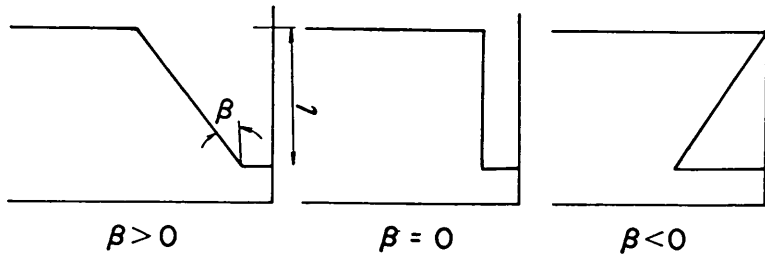


図-15 波面と壁面とのなす角 β

3.3 壁面に衝突する波面と衝撃波圧の簡単なモデル

衝撃波圧は空気を閉じ込めて発生する場合と、そうでない場合とではその性質が大きく異なり、波面が空気を閉じ込める領域においては、Bagnold の考え方が適用できる。しかし、既に述べたようにその遷移過程は連続的と思われる、ここでは衝突する波面の変化に対する衝撃波圧の変化を、連続的に説明するモデルを考える。すなわち、二つの領域の境界付近では、Bagnold や Wagner の考え方によると波圧は無限大となってしまうため、空気層の介在を考慮し、これを有限の範囲内に押えて接続するモデルである。

簡単のために、波面を図-15に示すように直線に置き換えることができるとすると、衝突する波面と壁面のなす角 β によって $\beta > 0$, $\beta = 0$, $\beta < 0$ の三つの領域に分けることができる。しかしながら、実際の波面は直線ではなく曲線である。特に、波面がきり立ち β が 0 に近づくとき、図-16のように波面はやや凹状になる。今、この波面を円弧の一部とみなし、波頭部における円弧の接線と弦とのなす角を δ と定義する。この δ を導入し、以下のように、 $\beta \geq \delta$, $\delta < \beta < 0$, $\beta \leq 0$ の三つの領域に分けてモデルを考えることにした。ここに、 $\beta \geq \delta$ は空気が閉じ込められない領域、 $\beta \leq 0$ は空気が閉じ込められる領域であり、 $0 < \beta < \delta$ はその遷移領域である。

(1) $\beta \geq \delta$

この領域では波面が空気を閉じ込めることがなく、Wagner 型の波圧が働くとする。ここでは、図-17に示したように、波面が作用高さ $\kappa_1 H$ 、速度 v 、角度 β で壁面に衝突するとし、3.2(1)における l および V_N をそれぞれ $\kappa_1 H$ と v にとり、 x 軸を壁面に上向きにとり、 $x \geq 0$ の領域だけを考える。この作用高さ $\kappa_1 H$ は壁面に衝突する水塊の有効高さであり、かつ、この範囲に衝撃波圧が作用するとしている。したがって、 κ_1 は壁面に衝突する水塊の高さと波高との比であり作用高係数とよぶ。この係数の値は砕波の状態において 0~1.0 の間の値をとる。ただし、付加質量には質量補正係数 κ_m を 2

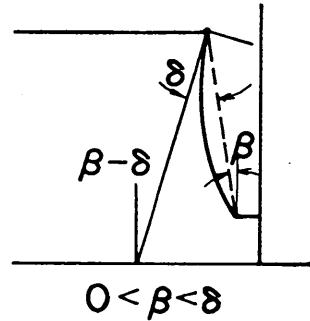


図-16 凹状の波面における β と δ の関係

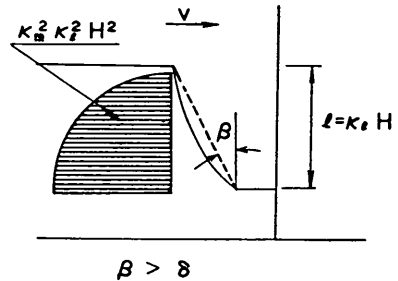


図-17 $\beta > \delta$ の場合の波面と壁面の衝突

乗したものを乗じることとし、圧力を全体的に κ_m^2 だけ補正する。 p および p_p は次式で表される。

$$p / \left(\frac{w_0 v^2}{2g} \right) = \kappa_m^2 \left\{ \frac{\pi \cot \beta}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{b} \right)^2}} - \frac{\left(\frac{x}{b} \right)^2}{1 - \left(\frac{x}{b} \right)^2} \right\} \quad (14)$$

$$p_p / \left(\frac{w_0 v^2}{2g} \right) = \kappa_m^2 \left(\frac{\pi^2}{4} \cot^2 \beta + 1 \right) \quad (15)$$

ここに、 $b(t) = \pi/2 vt \cot \beta$ である。ただし、合力のピーク値は簡単のために近似的に式(7)を用いた次式とする。

$$P_p / \left(\frac{w_0 v^2 \kappa_1 H}{2g} \right) = \kappa_m^2 \frac{\pi^2}{2} \cot \beta \quad (16)$$

また合力の作用時間 τ は、

$$\tau = \kappa_i H \left(\frac{\pi}{2} v \cot \beta \right) \quad (17)$$

である。合力の力積 I_w は作用する水塊の運動量 I_p に等しいとし、各壁面での波圧の力積 i_w は付加質量の分布に等しいとする。すなわち、

$$I_w = I_p = \frac{\pi}{4} \frac{\omega_0 \kappa_m^2 \kappa_i^2 v H^2}{g} \quad (18)$$

$$i_w = \sqrt{1 - (x/\kappa_i H)^2} \frac{\omega_0 \kappa_m^2 \kappa_i v H}{g} \quad (19)$$

(2) $\beta \leq 0$

$\beta = 0$ では衝突する波面が凹状であるために、図-18のように空気が閉じ込められる。 $\beta < 0$ ではこの空気量の他に、波面の全体的な傾きによっても空気が閉じ込められる。したがって、 $\beta \leq 0$ では Bagnold 型の圧力が発生するとし、この波面による空気圧縮を、前掲図-11のような単純なモデルで表すことにした。ここで、水塊の運動量 I_p が $\beta \geq \delta$ のときと同じとなるように、平均的な水塊の厚さ k を、

$$k = \frac{\pi}{4} \kappa_m^2 \kappa_i H \quad (20)$$

にとる。また、作用高さ l も $\beta \geq \delta$ のときと同様に $\kappa_i H$ としている。空気層の厚さ D は作用高さ l に対する平均的な厚さを用いる。ただし、空気層の平均厚さ D を作用高さ l で無次元化したものを空気量係数と呼び、 κ_a で表し、 D の代わりに $\kappa_a l$ を用いることにした。 $\beta = 0^\circ$ における κ_a を最小空気量係数 κ_{a0} とすれば、円弧と弦で囲まれた面積から、 κ_{a0} は、

$$\kappa_{a0} = \frac{1}{4} \left(\frac{\delta}{\sin^2 \delta} - \cot \delta \right) \quad (21)$$

と、 δ によって表される。 $\beta \leq 0$ の全領域での κ_a は、

$$\kappa_a = \kappa_{a0} + 0.5 \tan |\beta| \quad (22)$$

と κ_{a0} と β の関数となる。

Bagnold 数は κ_m, κ_a より次式となる。

$$\mathcal{B}_\beta = \frac{\omega_0 \pi \kappa_m^2 v^2}{4g p_0 \kappa_a} \quad (23)$$

これを用いて、図-12 から p_p が求められる。近似的には、

$$p_p \left(\frac{\omega_0 v^2}{2g} \right) = \frac{1.35 \pi \kappa_m^2}{\kappa_a} \quad (24)$$

である。また、作用時間 τ は近似的に、

$$\tau = \pi \sqrt{\frac{\pi \kappa_m^2 \kappa_i^2 \kappa_a H^2}{4g \tau p_0}} \quad (25)$$

となる。

なお、この Bagnold 型の波圧は作用高さ $\kappa_i H$ の壁面の部分だけでなく、他の部分にもほぼ同時に伝播し出現する。ただし、その大きさは伝播とともに小さくなっていく。また、波圧波形の力積 i_w は必ずしも水塊の運動

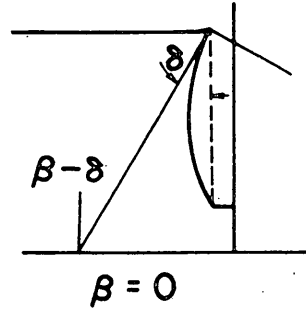


図-18 $\beta = 0^\circ$ の場合の波面と壁面の衝突

量 i_p に一致せず、波圧波形の力積 i_w を $0.5 p_p \tau$ で近似しても空気漏れがないときには式(2)のように、その値が i_p の 1.5~2.5 倍の値となることに留意する必要がある。

(3) $0 < \beta < \delta$

β が δ から 0 までは Bagnold 型と Wagner 型の遷移領域である。 $\beta = \delta$ では衝突する波面が波頂部で壁面と平行となり、 β が小さくなるにつれて、空気量の介在が大きくなり、Wagner 型の波圧から Bagnold 型の波圧に移行しゆくと思われる。あるいは、Wagner 型と Bagnold 型の波圧の両方が存在し、 β が δ から小さくなるにしたがって Bagnold 型の波圧が卓越するようになるのかもしれない。しかしながら、ここでは簡単のため、Wagner 型の波圧が働くと考え、空気層の介在によって波圧のピーク値が低下し、作用時間が長くなると考える。

すなわち、 $\beta = 0^\circ$ での Bagnold 型での $p_p \left(\frac{\omega_0 v^2}{2g} \right)$ の値を Wagner 型の出力の平均波力のピーク値 $P_p \left(\frac{\omega_0 v^2 \kappa_i H}{2g} \right)$ に代入して等価な β を求め、これを β_0 とし、次式より β^* を求める。この β^* を $\beta \geq \delta$ の領域の各式における β の代わりに用いる。

$$\beta^* = \beta_0 + \frac{\delta - \beta_0}{\delta} \beta \quad (26)$$

$$\beta_0 = \cot^{-1} \left\{ \frac{2}{\pi^2 \kappa_m^2} \left[\frac{P_p}{\left(\frac{\omega_0 v^2}{2g} \right)_{\beta=0}} \right] \right\} \quad (27)$$

以上述べたモデルによって、波高 H 、波面の衝突速度 v 、波面と壁面とのなす角 β の他に、作用高補正係数 κ_i 、質量補正係数 κ_m 、最小空気量係数 κ_{a0} が与えられれば、波圧の大きさ、および波形が求められる。

3.4 実験値とモデルとの対応

(1) 既往の実験結果とモデル

合田¹⁰⁾は壁面に衝撃波圧が発生する場合の衝突する水

直立壁に作用する衝撃波圧の発生機構に関する一考察

表-2 光易の実験結果による κ の値

T (s)	h (cm)	H_0	H_b	h_b	v (m/s)	I_p (gfs/cm)	κ	κ_i
2.57	12	9.8	15.0	14.5	159	9.41	0.81	0.690
1.90	11	10.4	13.9	14.5	157	10.6	0.93	0.797
1.90	12	10.4	13.9	14.5	157	13.4	1.04	0.89
1.90	13	10.4	13.9	14.5	157	10.0	0.90	0.766
1.42	9	9.5	12.3	12.4	146	4.86	0.74	0.63
1.02	11	10.1	10.4	14.5	148	5.36	0.93	0.785

* $\tan \theta = 1/15$

塊の運動量 I_p を求めている。その式は式(8)と基本的に同じであるが、 κ_m と κ_i の代わりに係数 κ を用い、かつ、付加質量の大きさを式(8)の 1/2 にとっている。したがって、

$$\kappa^2 = 2\kappa_m^2 \kappa_i^2 \quad (9)$$

の関係を考慮すると式(8)とまったく一致する。表-2は光易の実験結果¹⁷⁾を用いて合田が κ の値を求めたものである。ここでは衝撃波の合力の力積が衝突した水塊の運動量に等しいとしている。この表にあるように、 κ は0.74~1.04の間にあり、 $\kappa_m \kappa_i$ の値は0.52~0.735の間となる。 κ_m の値をピストン型造波板がごく短周期で運動したときの仮想質量から求められる値0.83と仮定すると、 κ_i は0.63~0.89となる。すなわち、衝撃波圧の作用が波高の0.63~0.89の範囲に及ぶこととなる。なお、波面の衝突速度 v は孤立波の速度 $\sqrt{g(h+0.75H_b)}$ により計算し、 H_b として沖波波高 H_0 から合田の碎波指標によって求められる碎波波高を用いた。

図-19は合田・原中¹⁸⁾が受圧面の直径1.0cmの波圧計で測定した衝撃波圧のピーク値とその作用時間を示す。波圧計は1/10勾配の水底床にある鉛直壁の静水面の位置にあり、その水深は10cmである。実験波は、 $T=2.5s$ 、 $H_0=7.9\sim 9.0cm$ であり、図中の白丸はBagnold型の(減衰振動型)の波圧を、黒丸はWagner型(単発型)の波圧であったことを示す。データは、ほぼ $1/2 p_p \tau = 0.5\sim 1.25 gfs/cm^2$ で、 $\tau = 1.5\sim 20ms$ の間にばらついている。今、鉛直壁に作用する波高として、その水深での碎波波高 H_b をとるとすると、 $H_b=12.4cm$ となり、波面の衝突速度 v は137.5cm/sとなる。この値と $\kappa_m=0.83$ 、 $\kappa_i=0.5\sim 1.0$ の値を用いて衝撃波圧のピーク値と作用時間を計算し、Wagner型の波圧に対し最も適当と思われる κ_i の値として0.83を求めた。ただし、波頂高が静水面から $0.75H_b$ であり、受圧面が円形で直径1.0

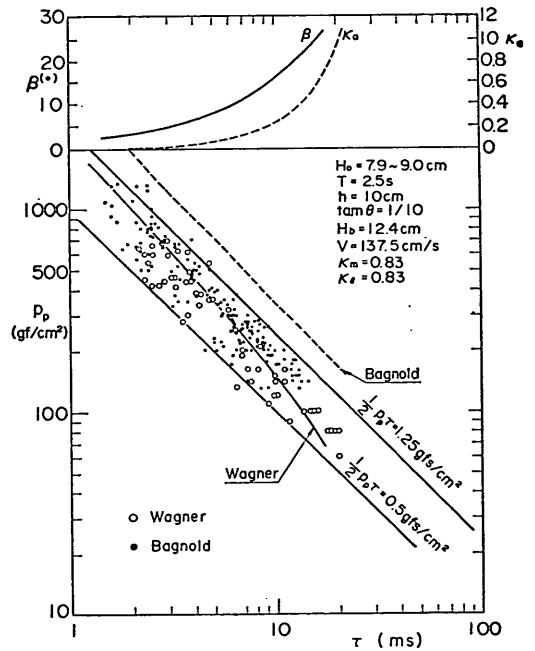


図-19 衝撃波圧の作用時間とピーク値の大きさ (合田・原中の実験結果)

cmであることを考慮し、Wagner型の計算をするときには、 $x/l=0.25$ の位置で、幅 Δx が0.785cm(直径の $\pi/4$ 倍)にわたる波圧の平均値を求めている。ただし、このとき作用時間 τ は合力の作用時間の3/4となる。

図中に $\kappa_m=0.83$ 、 $\kappa_i=0.83$ を用いて、Bagnold型の波圧に対する波圧のピーク値と作用時間の関係も示した。この波圧のピーク値は式(9)より β 数を求め、図-12より読みとられる。作用時間 τ も式(9)より計算されるが、この式は近似式であるので、疎密解を数値的に解い

て求めている。Bagnold 型の波圧の場合、計算値が実験値をやや上回っている。これは計算に用いた κ_m や κ_i が大きすぎたとも考えられるが、Bagnold の波圧の場合には実際には空気漏れによって、波圧が低下するためと考えることができる。そこで、 $\epsilon=0.005$ として数値計算を行うと、図には示していないが、計算値は測定値の平均的な値に一致する。

また同図に、Wagner 型の波圧に対しては β を、Bagnold 型の波圧に対しては κ_a をプロットした。 β は $2^\circ \sim 25^\circ$ 、 κ_a は $0.016 \sim 1.0$ の間の値をとる。 κ_a の最小値は 0.016 であり、したがって空気層の厚さは 0.17cm となる。ただし、実験では波圧計が壁面より 0.05cm 下がっており、ここに体積 0.04cm^3 のくぼみが存在し、これによって κ_a の値が影響を受けていると思われる。しかしながら、実際には衝突する波面と壁面が閉じ込める空気量はくぼみの体積に比して十分大きく、くぼみの影響は無視できる。この κ_a の値を κ_{a0} とすると、式(2)より δ が 6° と求まる。なお、 $0.5p_p\tau$ の平均的な値 0.875 gfs/cm^2 を、水塊の運動量を作用高さで除したものと等しいと考えると、式(18)より $\kappa_m=0.83$ として $\kappa_i=0.93$ となり、先に求めた $\kappa_i=0.83$ よりやや大きいけれども、大差ない値が得られる。

(2) シリーズAの実験結果とモデル

図-20は $T=3\text{s}$ 、 $h=30\text{cm}$ 、 $H=35.1\text{cm}$ 、 $\tan\theta=1/10$ の場合の、静水面下 0.5cm で測定された波圧のピーク値と作用時間を示したものである。ただし、波圧波形が Bagnold 型と Wagner 型の境界に近い、 $B_1=25, 50, 75\text{cm}$ の場合についてのみプロットしている。また、作用時間 τ の定義も図中に示しておいた。 $B_1=25\text{cm}$ の場合には、白丸で示した Wagner 型のものがほとんどであり、 $B_1=75\text{cm}$ では逆に黒丸で示した Bagnold 型のものがほとんどである。 $B_1=50\text{cm}$ の場合には Wagner 型と Bagnold 型が混在しており、作用時間 τ が小さくピーク値 p_p が大きいものが多い。単位面積当りの力積の近似値に相当する $0.5p_p\tau$ の測定値は、Bagnold 型でも Wagner 型でも大差なく、 $1 \sim 3\text{ gfs/cm}^2$ の間にあり、幅があるけれどもほぼ一定値となっている。また、 τ の最小値は 6ms 程度であった。

同図には前掲図-19の場合と同様3.3のモデルによる波圧のピーク値と作用時間との関係を示した。この場合の κ_m の値は 0.83 を用い、 κ_i の値は 0.50 である。この $\kappa_i=0.5$ の値は図-19の場合の $\kappa_i=0.83$ に比べ小さい。これは、図-19の場合の方が急勾配斜面で碎ける波であり、急勾配斜面に続く水平床上で碎ける波に比べよりきびしい碎波であったためと考えられる。Bagnold 型の波圧

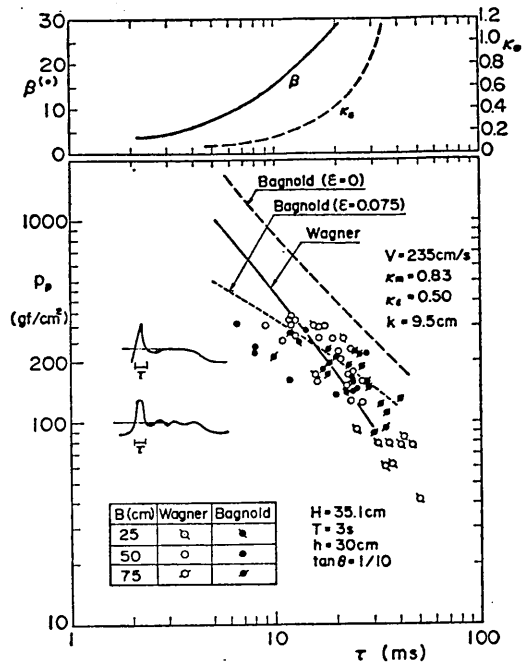


図-20 衝撃波圧の作用時間とピーク値の大きさ ($T=3\text{s}$, $h=30\text{cm}$, $H=35.1\text{cm}$, $\tan\theta=1/10$)

については、図-19の場合と同様に、空気漏れを考慮しないとモデルによる波圧のピーク値の計算値が測定値の2倍程度であり、空気漏れの影響を考慮すべきことを示唆している。そこで、等価な空隙率 $\epsilon=0.0075$ として計算した結果を同図に示したが、ほぼ測定値に一致するのがわかる。さらに、同図の上方に κ_a の値をプロットしているが、 κ_a の最小値 κ_{a0} はほぼ 0.06 であり、平均的な空気層の厚さは約 1cm となり、図-19の場合よりやや大きい。これは合田の実験では、測定対象の波が先行波の擾乱の少ない、造波機起動後第3波目の波であるのに対し、この実験では、波がほぼ定常となるまで待っているため、先行波によってかなり乱れた波面となっており、閉じ込められる空気量が多くなったためと考えられる。

$\kappa_m=0.83$ と $\kappa_i=0.50$ を用いて求められる水塊の運動量は、 $I_p/l=2.27\text{ gfs/cm}^2$ であり、図-19の場合と同様、 $0.5p_p\tau$ の平均値 2.0 gfs/cm^2 と大差がない。なお、Wagner 型の波圧の計算においては、波圧計の位置がほぼ静水面であるので $x/l=0.25$ を用い、受圧面の直径が 2.45cm であるので幅 1.92cm にわたる波圧の平均値を求めた。

図-21は $T=3\text{s}$ 、 $H=35.1\text{cm}$ 、 $h=30\text{cm}$ 、 $\tan\theta=1/10$

直立壁に作用する衝撃波圧の発生機構に関する一考察

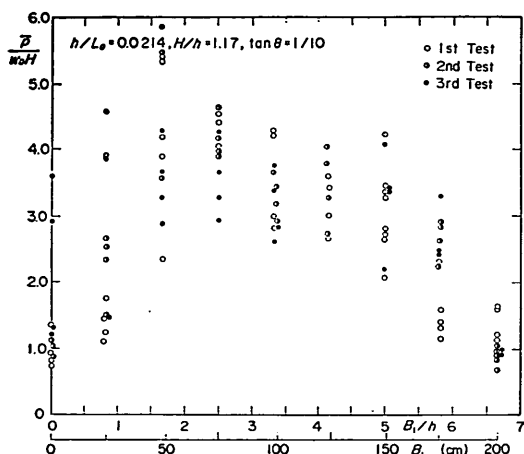


図-21 直立壁位置による平均波圧強度の変化
($T=3s, h=30cm, h=35.1cm$)

の場合の無次元平均波圧強度 \bar{p}/w_0H を、横軸に B_1/h をとってプロットしたものである。ただし、実験は3回繰返しており、1回につき4波解析しているため、同じ条件で12個のデータがある。測定値は大きくばらついており、波面の壁面への衝突による波圧であるために、衝突の角度や空気の巻き込み量によって大きく波圧の値が変わってしまうことがわかる。しかしながら、全般的にみれば $B_1=50cm$ ($B_1/h=1.67$) 付近で最も大きく、 \bar{p}/w_0H が2~6の値となる。 $B_1=50cm$ の条件は3.1でみたように空気を閉じ込める限界であり、いかえれば Wagner 型の波圧と Bagnold 型の波圧の境界である。

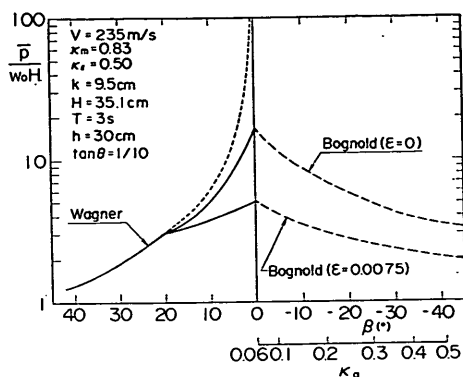


図-22 平均波圧強度の β による変化

この境界において $\beta=0^\circ$ となり平均波圧強度は最大となる。これより B_1 が小さければ波面と壁面のなす角が大きいため、 \bar{p}/w_0H の値は小さくなり、逆にこれより B_1 が大きくなっても空気の巻き込み量が多くなって、 \bar{p}/w_0H の値は小さくなったものと思われる。

前掲図-20で検討した結果から、 $\kappa_m=0.83, \kappa_r=0.50, \kappa_{a0}=0.06$ ($\delta=20^\circ$) とし、式(16)および式(12)と図-12から κ_1H の範囲に働く圧力の合力を求め、波高および対象としている壁面の高さ $1.5h$ で除し、平均波圧強度の計算値を求めた。図-22はこうして求めた平均波圧強度の計算値と β の関係を示すものである。ここに、Bagnold型の波圧の計算において、 $\epsilon=0$ および $\epsilon=0.0075$ の二つの条件での結果を示している。図-21 と比べることにより、 B_1 と β や κ_a との概略の対応を考えれば、 $B_1=25cm$

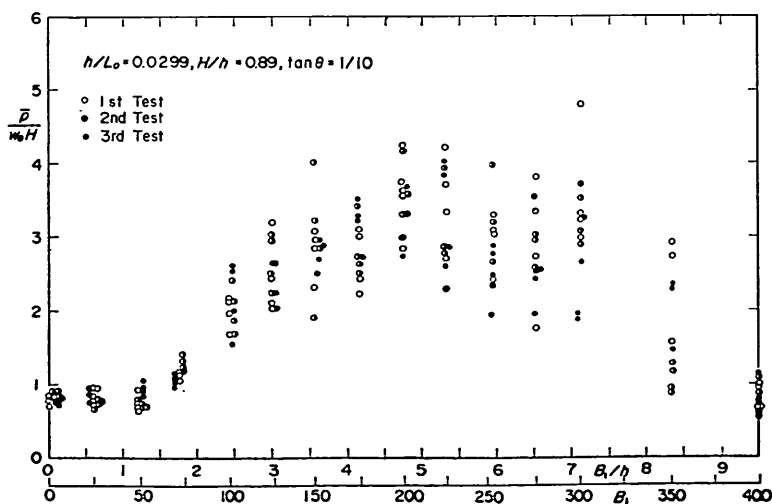


図-23 直立壁位置による平均波圧強度の変化 ($T=3s, h=42cm, H=37.3cm$)

($B_1/h=0.83$)で $\beta=20^\circ$, $B_1=50\text{cm}$ で $\beta=0^\circ$, $B_1=75\text{cm}$ で $\beta=-5^\circ$, $\kappa_a=0.1$, $B_1=100\text{cm}$ で $\beta=-15^\circ$, $\kappa_a=0.2$ となっていると思われる。

なお、図-23は $T=3\text{s}$, $H=37.3\text{cm}$, $h=42\text{cm}$, $\tan\theta=1/10$ のときの無次元波圧強度の直立壁位置による変化を示している。この場合は、 $B_1/h=75\text{cm}$ までは重複的な波圧であり、 $B_1=200\text{cm}$ 付近で \bar{p}/w_0H が最も大きく2.5~4.2の値となっている。図-21の場合と比べると、 \bar{p}/w_0H が最大となる B_1/h の値は大きく、そのときの \bar{p}/w_0H の値は小さくなっており、波の条件によって大きく異なることがわかる。

4. 急勾配斜面に続く水平床上の鉛直壁に働く衝撃波圧

4.1 砕波点および砕波高

衝撃波圧の発生においては、作用する波が砕けるかどうか、砕ける場合にはどの位置でどのように砕けるかが問題となる。図-24は、 $T=3\text{s}$, $h=30\text{cm}$, $\tan\theta=1/10$ の条件で、直立壁を置かない状態における、水平床前端およびそれより50m沖と10m岸の3点での波高をプロットしたものである。50m沖では水深は80cmであり、10m岸では水深は30cmである。造波機の偏心量 e が小さいときには波はどの位置でも砕けることはないが、 $e=5\text{cm}$ 程度で水平床先端から10m岸側の位置で崩れ波で砕波する。この波は水平床先端で波高が11.2cm、10m岸側で15cmであった。これより e が大きくなるにしたがって、次第に激しく巻き波状に砕波するようになり、砕波点が水平床先端に近づく。 $e=11\text{cm}$ 程度で水平床先端で砕け始め、さらに e が大きくなると、斜面上で砕け始める。水平床先端で波高が最大となるのは、水平床先端よりやや前方で砕け始める波であり、そのときの波高は $H=35.1\text{cm}$ であった。

このように急勾配斜面に続く水平床上では、急勾配斜面上では砕けない波でも比較的激しく巻き波状に砕波することがある。これは急勾配斜面上では砕波しない波高の波でも、水平床上の波としては大きすぎ砕波することがあるからである。したがって、水平床先端における次の二つの限界波高を考える。一つは水平床上で砕ける最も波高の小さい波の水平床先端における波高 H_{b0} であり、これは図-24ではほぼ11.2cmに相当する。もう一つは水平床先端での砕波高 H_{bs} であり、同様に図-24では35.1cmに相当する。

図-25に横軸を h/L_0 にとり、すべての実験波についてこの H_{b0} と H_{bs} の測定値を示した。ただし、 H_{b0} は合田の砕波指標¹⁹⁾から得られる水平床上での砕波波高

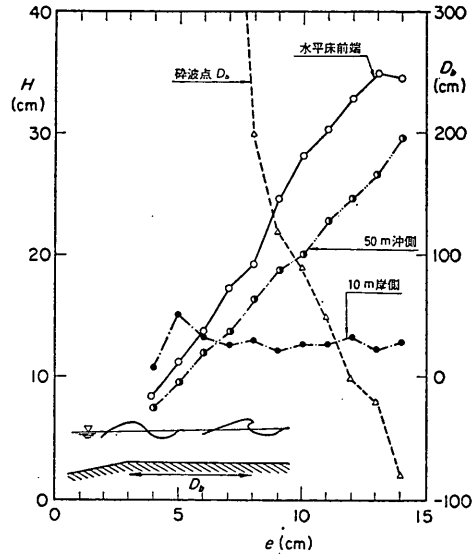


図-24 砕波点と波高

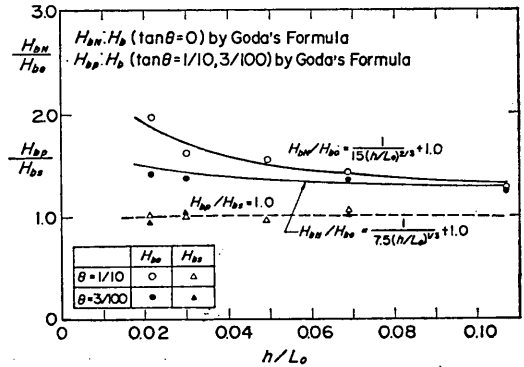


図-25 砕波波高

H_{bN} との比の逆数で示しており、 H_{bs} は同じく急勾配斜面上の砕波波高 H_{bp} との比の逆数で表している。 H_{bp}/H_{bs} はほぼ1.0であり、合田の砕波指標と測定値がよく一致することがわかる。しかし、 H_{bN}/H_{b0} は1.0より大きく、急勾配斜面に続く水平床上で砕波する波の水平床先端での波高は、通常の水平床上での砕波波高より小さいことを示している。 H_{bN}/H_{b0} の値は h/L_0 が大きいほど、斜面勾配が大きいほど大きな値となっており、次式で近似できる。

$$H_{bN}/H_{b0} = \frac{1}{15(h/L_0)^{2/3}} + 1.0; \tan\theta = 1/10 \quad (29)$$

$$H_{bN}/H_{b0} = \frac{1}{7.5(h/L_0)^{2/3}} + 1.0; \tan\theta = 3/100 \quad (30)$$

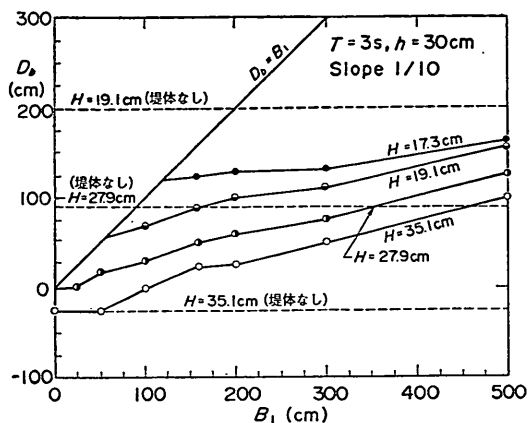


図-26 碎波点の位置

図-26は $T=3s$, $h=30cm$, $\tan \theta=1/10$ の条件で、直立壁がある状態での碎波点の位置を、横軸に直立壁の位置をとってプロットしたものである。また、同図には直立壁のない場合の碎波点も示している。この図から、碎波点は直立壁がない場合と異なった地点となり、直立壁の位置とともに変わってしまうことがわかる。しかしながら、波高が大きいくほど碎波点が沖側に移動し、より激しく巻き波状となって碎けることは、直立壁がない場合と同じである。また、図では巻き波状に碎波したものをプロットしたが、 $H=13.8cm$ では $B_1=500cm$ で崩れ波状に碎波しており、波高が H_{00} に近いときにも B_1 が十分大きければ崩れ波ではあるが碎波すると思われる。

4.2 平均波圧強度の変化

図-27(1)~(5)は斜面勾配 1/10 の場合の平均波圧強度 \bar{p}/w_0H の実験値を、横軸に波高をとってプロットしたものである。ただし、この平均波圧強度の値は 1 波 1 波の平均波圧強度を測定波数だけ平均したものである。(1)は比水深の最も小さい $h/L_0=0.0214$ の場合である。波高が H_{00} 以下では衝撃的な波圧はほとんど発生していないが、波高がこれ以上では直立壁の位置によっては巻き波状に碎けて衝撃波圧を発生させることがあり、 \bar{p}/w_0H が 5.0 を超える場合もある。(2)は $h/L_0=0.0299$ の場合であり、(3)は $h/L_0=0.0491$ の場合である。(1)の場合と同様に、衝撃波圧の発生が認められるが、 h/L_0 が大きくなるにしたがって衝撃波圧の大きさは小さくなっている。さらに(4)の $h/L_0=0.0687$ や(5)の $h/L_0=0.107$ の場合には、衝撃波圧の発生はほとんど認められない。

図-28(1)~(4)は斜面勾配が 3/100 の場合である。(1)の $h/L_0=0.0214$ の場合には波面が衝撃的に壁面に衝突する

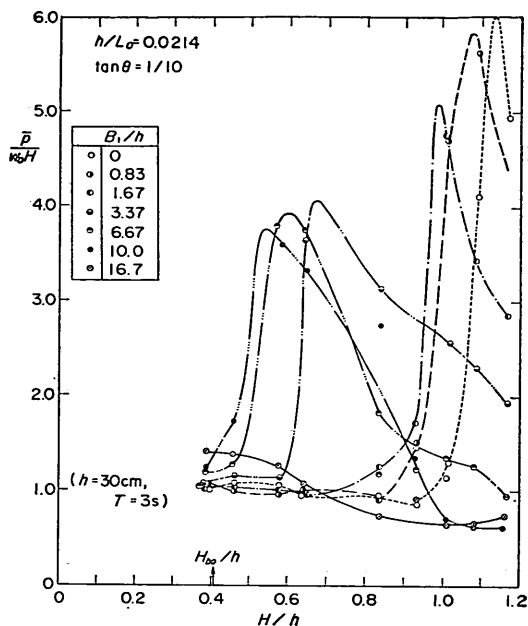


図-27(1) 平均波圧強度の波高による変化 ($T=3s$, $h=30cm$, $\tan=1/10$)

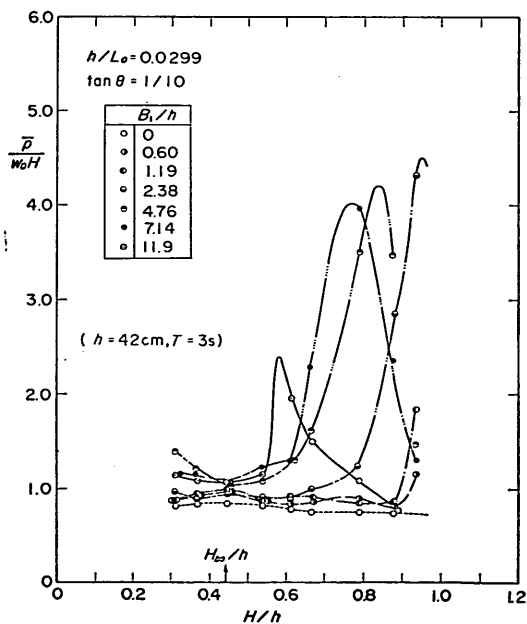


図-27(2) 平均波圧強度の波高による変化 ($T=3s$, $h=42cm$, $\tan \theta=1/10$)

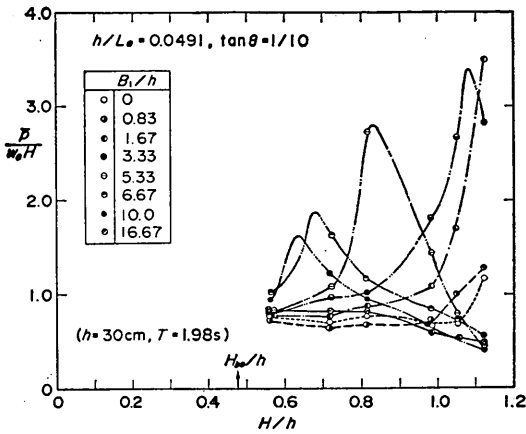


図-27(3) 平均波圧強度の波高による変化
($T=1.98s$, $h=30cm$, $\tan \theta=1/10$)

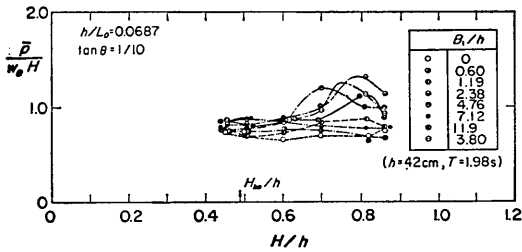


図-27(4) 平均波圧強度の波高による変化
($T=1.98s$, $h=42cm$, $\tan \theta=1/10$)

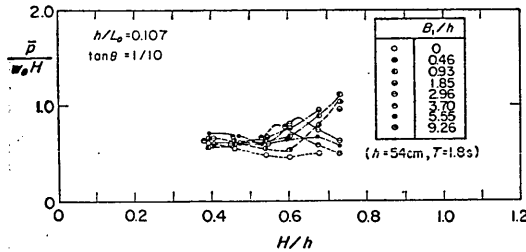


図-27(5) 平均波圧強度の波高による変化
($T=1.8s$, $h=54cm$, $\tan \theta=1/10$)

ことがあった。(2)の $h/L_0=0.0299$ の場合にもやや衝撃的な波圧が認められる。しかしながら、斜面勾配が1/10のときに比べ、全般的に衝撃波圧が発生する h/L_0 の範囲が狭くなっており、衝撃波圧の大きさも小さくなっている。なお、波高が H_{b0} より小さいときでも \bar{p}/w_0H の値がやや大きいときがある。たとえば、 $h/L_0=0.0299$ で $H/h=0.34$ では、 $B_1/h=0$ で $\bar{p}/w_0H=0.87$ であるが、 $B_1/h=3.75$ で $\bar{p}/w_0H=1.37$ となり、 $B_1/h=11.9$ で

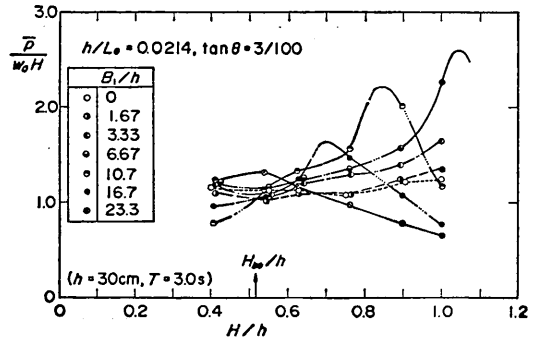


図-28(1) 平均波圧強度の波高による変化
($T=3s$, $h=30cm$, $\tan \theta=3/100$)

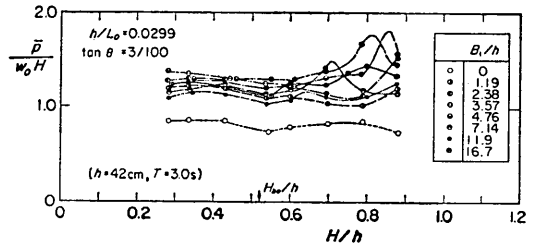


図-28(2) 平均波圧強度の波高による変化
($T=3s$, $h=42cm$, $\tan \theta=3/100$)

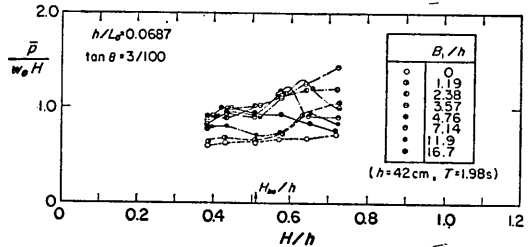


図-28(3) 平均波圧強度の波高による変化
($T=1.98s$, $h=42cm$, $\tan \theta=3/100$)

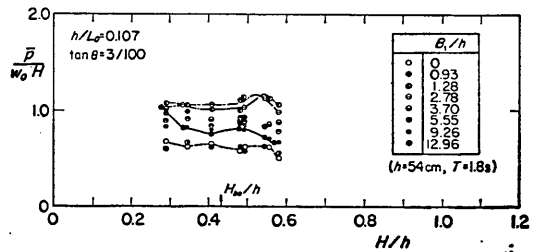


図-28(4) 平均波圧強度の波高による変化
($T=1.8s$, $h=54cm$, $\tan \theta=3/100$)

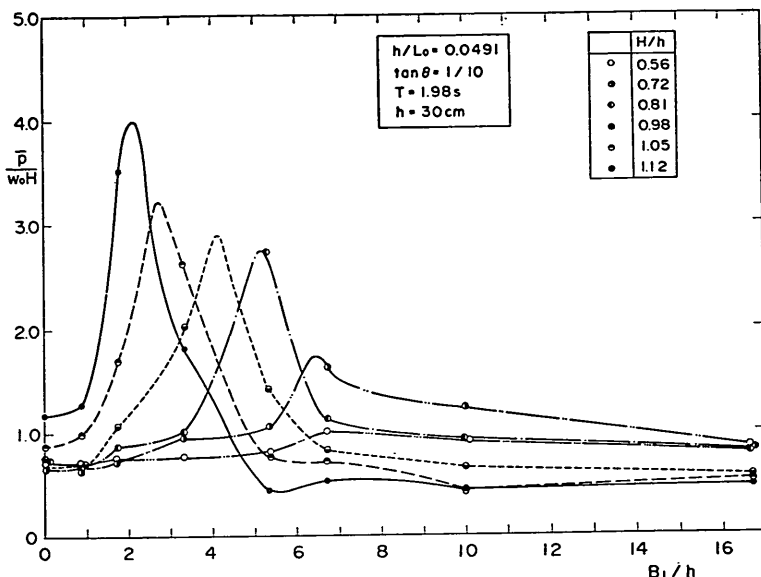


図-29 平均波圧強度の直立壁位置による変化 ($T=1.98s$, $h=30cm$, $\tan \theta=1/10$)

$\bar{p}/w_0H=1.14$ となっている。この波高では砕波でなく重複波として壁面に作用しており、壁面に作用する時の波高が水平床前端での波高よりやや大きくなるためと考えられる。

4.3 波圧最大堤体位置

図-29は $h/L_0=0.0491$ の場合の平均波圧強度を、横軸に堤体位置をとってプロットしなおしたものである。この図より、堤体位置によって同じ波高でも平均波圧強度が異なり、平均波圧強度が最も大きくなる堤体位置があるのがわかる。この位置を波圧最大堤体位置 $(B_1/h)_{max}$ と呼ぶが、3.3で述べたモデルでは、この位置で $\beta=0^\circ$ となる。波圧最大堤体位置は波高が大きいほど水平床上の沖側となり、そのときの平均波圧強度（波圧最大値 $(\bar{p}/w_0H)_{max}$ ）も大きくなっている。また、前掲図-27, 28から、それぞれの堤体位置で平均波圧強度が最大となる波高があることがわかる。その堤体位置がこの波高での波圧最大堤体位置となるわけであり、これらの図からも $(B_1/h)_{max}$ と $(\bar{p}/w_0H)_{max}$ の波高に対する同様な傾向が認められる。

図-30に図-27および28より求めた $(B_1/h)_{max}$ を、横軸に $H/H_{b0}-1$ をとって示した。 H_{b0} は3.1で述べたように、水平床上で砕波する最小の波の水平床前端での波高であり、 $H/H_{b0}-1$ の値が正であれば水平床上で砕波する可能性があることを示す。全体的にみると、 $(B_1/h)_{max}$ は H/H_{b0} が大きいほど、 h/L_0 が大きいほど0に

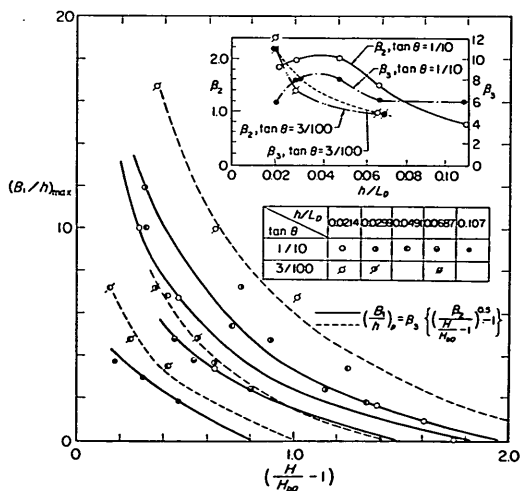


図-30 波圧最大堤体位置

近づくようである。この $(B_1/h)_{max}$ と $H/H_{b0}-1$ の関係を次式で近似してみた。

$$\left(\frac{B_1}{h}\right)_p = \beta_3 \left\{ \left(\frac{\beta_2}{H/H_{b0}-1} \right)^{0.5} - 1 \right\} \quad (31)$$

ここに β_2 , β_3 は図中の図のように h/L_0 と $\tan \theta$ の関数となる係数である。 β_2 は $(B_1/h)_p$ が0のときの横軸 $H/H_{b0}-1$ の値であり、0.8~2.4の値をとる。 β_3 は

曲線の傾きを表す係数で4～12の間の値となる。

たとえば、現地で勾配 1/10 の急勾配斜面に続く水深 $h=10\text{m}$ の水平床面上に直立壁があり、そこに、 $T=12\text{s}$ 、水平床前端での波高 $H=8\text{m}$ の波が来襲したとき、最も波力が大きくなる直立壁の位置はどうなるであろうか。このとき $h/L_0=0.0445$ であり、合田の碎波指標による水平床上で碎波波高 H_{bN} は 7.95m となる。したがって、式(29)より、 $H_{b0}=5.2\text{m}$ ($H/H_{b0}-1=0.54$) である。また、図-30の図中の図より、 $\beta_2=2.0$ 、 $\beta_3=8.4$ と求められ、式(30)より、 $(B_i/h)_p=7.8$ となる。すなわち、 $B_1=78\text{m}$ のとき最も危険な直立壁位置となる。

4.4 作用高係数

図-31は静水面に最も近い波圧計で測定された波圧のピーク値 p_p と作用時間 τ から求めた、近似的な力積の値 $0.5p_p\tau$ の値をプロットしたものである。ただし、比較的大きな衝撃波圧が発生した $\tan\theta=1/10$ で $h/L_0=0.0214$ 、 0.0299 および 0.0491 の場合だけであり、 β が最も 0° に近いと思われる堤体位置での測定値から求めた。 $0.5p_p\tau$ の値は、 $h/L_0=0.0299$ のとき最も大きく、波高の増大とともに大きくなる傾向にある。

光易が実施したように、合力が測定してあればこの合力の力積より壁面に作用する水塊の運動量 I_p が求められ、 κ_i の値を直接的に検討できる。しかしながら、今回は合力は測定していない。ただし、図-19や図-20で検討したように、静水面付近の波圧計によって測定された波圧のピーク値と作用時間から求められる $0.5p_p\tau$ の値を、 I_p/l とみなしても大差がない。したがって、図-31に $0.5p_p\tau=I_p/l$ 、 $\kappa_m=0.83$ として κ_i の値を求めプロットした。 κ_i の値は、たとえば、 $h/L_0=0.0214$ 、 $H/h=1.0$ で 0.6 、 $h/L_0=0.0491$ 、 $H/h=0.82$ で 0.2 となっており、 h/L_0 が小さいほど大きく、また波高が大きいくほど大きくなる傾向にある。ここに、 κ_i の値は重複波的な作用では 0 であり、巻き波状の碎波になればなるほど 1.0 に近づくと考え、測定値を次の簡単な式で近似した。

$$\kappa_i = \beta_4 \left(\frac{H}{H_{b0}} - 1 \right)^{1/3} \tag{32}$$

この β_4 の値は $h/L_0=0.0214$ で 0.54 、 0.0299 で 0.45 、 0.0491 で 0.27 となる。

4.5 モデルによる波圧最大値の計算

ここでは前節で求めた κ_i の値を用い、3.3(2)で述べたモデルによって波圧最大値を計算する。この波圧最大値は、同一波高に対し直立壁位置を変えたときの平均波圧強度の最大値であり、波圧最大堤体位置での平均波圧強度である。ただし、 κ_i の値が得られている条件についてのみ実施した。 κ_{a0} の値は κ_i のように求めていな

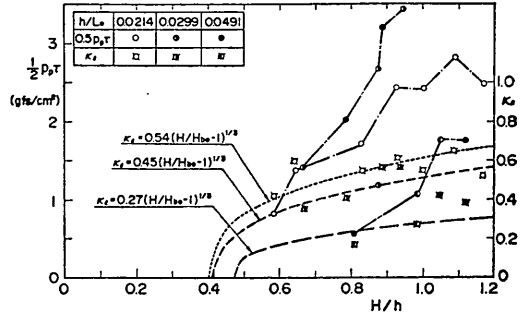


図-31 $1/2 p_p \tau$ の測定値と κ_i の値

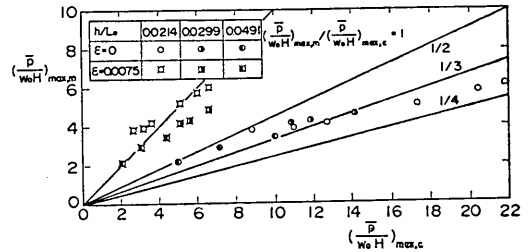


図-32 波圧最大値の計算値と実験値の比較

いたため、前掲図-20の $T=3\text{s}$ 、 $h=30\text{cm}$ 、 $H=35.1\text{cm}$ の場合についての値、 0.06 をすべてのケースについて用いることとした。また κ_m は 0.83 を用いる。図-32は、前掲図-27から得られる $(\bar{p}/w_0 H)_{\max,c}$ の実験値を計算値と比較したものである。計算値は式(23)から β_0 数を求め、前掲図-12から衝撃波圧を読みとり、これに $\kappa_i H$ を乗じて合力を計算したもので、これを波高 H と対象としている壁面の高さ $1.5h$ で除して無次元化して表している。図-12から求められる衝撃波圧は空気漏れが無い場合のものであり、この場合の計算値は実験値のほぼ $2\sim 3$ 倍となっている。そこで空気漏れによって圧力が低下していると考え、前掲図-20の場合と同様に、 $\epsilon=0.0075$ として計算すると、 $\epsilon=0$ の場合と比較して $0.3\sim 0.35$ 倍の値となり、計算値と実験値の比は $0.8\sim 1.5$ の間の値となる。ただし、この比は波高が大きいくほど大きくなっており、実際には κ_{a0} や ϵ の値も波高に対して変化していると思われる。

4.6 波圧最大値の近似式

波圧最大値の計算値は、空気漏れの無い場合図-12によらず近似式の式(24)によっても求めることができる。式(24)は $v=\sqrt{g(h+0.75H)}$ としていることを考慮すると、次式となる。

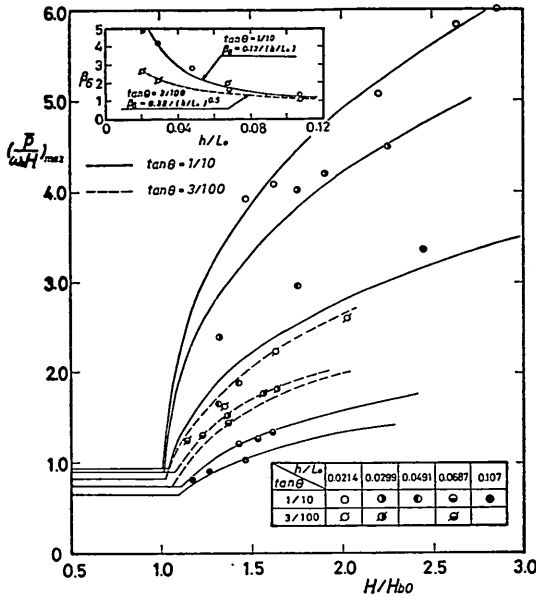


図-33 波圧最大値

$$\left(\frac{\bar{p}}{w_0 H}\right)_{\max} = 0.45 \pi \frac{\kappa_m^2 \kappa_l}{\kappa_{a0}} \left(1 + \frac{0.75H}{h}\right) \quad (33)$$

この式は β_6 数が比較的大きい 0.65 に近づくほど、図-12 を用いて求められる値にはほぼ一致する。式(33)に式(32)の κ_l を代入し、さらに空気漏れによる圧力の低減率を γ_e として空気漏れの効果を含めた式とすると、

$$\left(\frac{\bar{p}}{w_0 H}\right)_{\max} = 0.45 \pi \frac{\kappa_m^2 \gamma_e \beta_6}{\kappa_{a0}} \left(\frac{H}{H_{00}} - 1\right)^{1/3} \times \left(1 + \frac{0.75H}{h}\right) \quad (34)$$

となる。

図-33は前掲図-27および図-28から得た、すべての波圧最大値の実験値をプロットしたものである。横軸は波高であり、 H_{00} で無次元化している。ここで式(34)を用いて、 κ_{a0} や γ_e を一定値として実験値を近似すると、前節で述べたように、波高が大きいくほど計算値が実験値より大きくなる傾向が表われる。したがって、計算値を実験値により適切に近似させるために、 γ_e/κ_{a0} が次式のように波高の関数となるとした。

$$\gamma_e/\kappa_{a0} = \beta_5 (1 + 0.75H/h) \quad (35)$$

ここに β_5 は h/L_0 や斜面勾配によって決まる係数である。上式を式(34)に代入すると次式となる。

$$\left(\frac{\bar{p}}{w_0 H}\right)_{\max} = \beta_6 \left(\frac{H}{H_{00}} - 1\right)^{1/3} \quad (36)$$

ただし、 $\beta_6 = 0.45 \pi \kappa_m^2 \beta_4 \beta_5$ である。図-33の実験値に最も適していると思われる β_6 を用いて、上式により

$(\bar{p}/w_0 H)_{\max}$ の計算値を求め、図中に線で示した。全般的に計算値は実験値に比較的よく一致している。この β_6 の値は図中の図に示したように、 h/L_0 が小さいほど大きく、斜面勾配が大きいくほど大きな値となっている。ただし、斜面勾配が 3/100 では $h/L_0 = 0.0687$ のとき全体の傾向に比べや大きい値となっているが、この理由は明らかでない。 β_6 を簡単な式で示せば、次式となる。

$$\left. \begin{aligned} \beta_6 &= 0.12/(h/L_0) & : \tan \theta = 1/10 \\ \beta_6 &= 0.38/(h/L_0)^{1/2} & : \tan \theta = 3/100 \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

なお、波圧最大値は特に波高が H_{00} 以下では重複波の波圧による値となる。したがって、重複波条件まで含めた波圧最大値は、重複波的な波圧によるピーク値と、衝撃的な波圧のピーク値の大きい方とし、次式で表すことができる。

$$\left(\frac{\bar{p}}{w_0 H}\right)_{\max} = \max \{ \alpha_k, \alpha_s \} \quad (38)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_k &= \beta_6 (H/H_{00} - 1)^{1/3} & : H \geq H_{00} \\ &= 0 & : H < H_{00} \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

$$\alpha_s = \frac{1}{3} \left(\frac{11}{6} + \frac{1}{\cosh 2\pi h/L} \right) \left(0.6 + \frac{\left(\frac{4\pi h}{L}\right)^2}{2 \sinh^2 \frac{4\pi h}{L}} \right) \quad (40)$$

ここに、 α_s は合田の波圧公式²⁰⁾において $\alpha_2 = 0$ とし、簡単のために波圧が水底から 1.5h の高さまで作用すると考え、静水面上 0.5h までの波圧を平均したものである。

たとえば、4.3で述べた $T=12s$, $h=10m$, $H=8m$, $\tan \theta = 1/10$ の場合は、 $h/L_0 = 0.0445$, $h/L = 0.0883$, $H/H_{00} - 1 = 0.54$ であるので、式(37)より $\beta_6 = 2.7$ となり、式(39)より $\alpha_k = 2.2$ 、式(40)より $\alpha_s = 0.84$ が求められ、式(38)より、 $(\bar{p}/w_0 H)_{\max} = 2.2$ となる。したがってこの場合は、直立壁が水平床前端から 78m の位置にあるとき最も大きい衝撃波圧を受け、そのときの平均波圧強度は $2.2 w_0 H$ である。

5. むすび

急勾配斜面に続く水平床上の直立壁には、波の条件によっては同じ入射波高であっても、直立壁の位置によって重複波から砕波、砕波後の波が作用する。この直立壁に作用する波圧を測定し、波面と衝撃波圧との関係について検討を行った。また、こうした直立壁に作用する衝撃波圧が、波の条件や直立壁の位置によってどのように変化するかについても検討した。その結果をまとめると以下のとおりである。

- 1) 衝撃波圧は波面と壁面との衝突によって生じる。衝突する波面が空気を巻き込まない場合には Wagner 型の衝撃波圧が発生し、波面が空気を巻き込むときに

は空気圧縮による Bagnold 型の衝撃波圧が発生する。

- 2) この衝突する波面と衝撃波圧の関係を、空気を巻き込まない領域から巻き込む領域まで連続的に示すモデルを提示した。モデルでは、波面と壁面とのなす角 β によって3つの領域に分けており、また衝突する波面を凹状の円弧で近似される曲線と考え、円弧の波頂部における接線と弦のなす角を δ としている。 $\beta \geq \delta$ の領域では Wagner 型の波圧が働くとし、 $\beta \leq 0$ では、Bagnold 型の波圧が働くとした。 $0 < \beta < \delta$ の領域を Wagner 型から Bagnold 型への遷移領域と考えている。このモデルにより、発生する波圧の型と波圧のピーク値、作用時間、作用する波圧の力積等を求めることができる。ただし、この計算を行うためには、波高 H 、波面の衝突速度 v 、波面と壁面とのなす角 β の他に、質量補正係数 κ_m 、作用高係数 κ_i 、最小空気量係数 κ_{a0} の値が必要である。
- 3) κ_i は衝突する水塊の高さを波高 H で除したものであり、 κ_{a0} は最も薄いときの空気層の厚さを水塊の高さで無次元化したものである。 κ_i や κ_{a0} の値は波圧の測定値からこのモデルにより逆算することができる。光易の実験結果では κ_i の値は 0.63~0.89 であり、合田の実験では $\kappa_i = 0.83$ 、 $\kappa_{a0} = 0.016$ である。ただし、 κ_m の値を 0.83 としている。 κ_m の値については今後さらに検討する必要がある、それによつては κ_i や κ_{a0} の値も変わってくる。
- 4) 急勾配斜面に続く水平床上の直立壁においては、その水平床上の位置によって平均波圧強度は変化し、ある位置で最大となる。この位置を波圧最大堤体位置と称し、衝突する波面と衝撃波圧のモデルではこの位置で $\beta = 0^\circ$ となる。波圧最大堤体位置は図-30 に示すように h/L_0 が小さいほど、入射波高が大きいほど、また海底勾配が大きいほど水平床上の沖側となる。
- 波圧最大堤体位置での平均波圧強度を波圧最大値と呼んでおり、この値も図-33 に示すように、 h/L_0 が小さいほど、入射波高が大きいほど、海底勾配が大きいほど大きくなる傾向にあり、今回の実験ではこの値が $5w_0H$ を超えるものもあった。
- 5) κ_i の値は h/L_0 や H/h によって変化する。水平床上の直立壁に働く衝撃波圧の場合には、 h/L_0 が小さいほど、 H/L が大きいほど、1.0 に近づく傾向にある。波圧の測定値から求められた κ_i の値を用い、 $\kappa_{a0} = 0.06$ 、 $\kappa_m = 0.83$ として波圧最大値を計算した。空隙率 $\varepsilon = 0.0075$ とし空気漏れによる圧力低下を考慮すれば、実験値とこの計算値の比は 0.8~1.5 程度となる。

κ_{a0} の値や空気漏れによる圧力低下を適切に与えれば、計算値を実験値に一致させることができると思われる。

今回の検討により、衝撃波圧の発生における衝突する波面と衝撃波圧の関係を概略明らかにされ、特に κ_i や κ_{a0} の値が衝撃波圧の大きさを決定するのに重要であることがわかった。ただし、これらの値については、今後実験等により十分検討する必要がある。また、このモデルにより衝撃波圧の時間波形を求めることができる。これは、衝撃波圧が作用する構造物に対して、その動的応答を含めた設計法を検討するのに有用と考えられる。

本研究で対象としたのは急勾配斜面に続く水平床上の直立壁であったが、高マウンドの混成防波堤の場合にも、マウンド前面からマウンド上への水深の急変によって碎波が発生することがあり、両者は類似していると考えられる。たとえば、マウンド前肩幅の長さが水平床前端から鉛直壁までの距離に相当している。したがって、今回の検討結果をふまえ、高マウンド混成防波堤に作用する衝撃波圧の発生機構についても今後研究を進めていきたい。最後にこの報告のとりまとめにあたっては、合田良実水工部長より多くの有益な助言を得たことを記して感謝の意を表す次第である。(1983年9月30日受付)

参考文献

- 1) 谷本勝利・高橋重雄・北谷高雄：混成防波堤のマウンド形状による衝撃碎波力の発生と対策について、港湾技術研究所報告，第20巻，第2号，1981.6. pp. 3~39.
- 2) 合田良実：衝撃碎波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察，港湾技術研究報告，第12巻，第3号 1973，pp. 3~29.
- 3) Bagnold, M. R. A.: Interim Report on Wave, Pressure Research, Jour. of Institute of Civil Engineers, Vol. 12, 1939, pp. 201~226.
- 4) Mitsuyasu, H.: Shock Pressure of Breaking Wave Proc. of 10th Conference on Coastal Engineering, 1966, pp. 268~283.
- 5) 堀川清司・野口雄三：直立壁に作用する碎波の波力と波面の関係，第17回海岸工学講演会論文集，1970，pp. 177~184.
- 6) 合田良実・原中祐人：衝撃碎波圧に関する一実験，港湾技研資料，No. 32，1967，pp. 1~18.
- 7) 谷本勝利・高橋重雄・和泉田芳和：水平版に働く揚圧力に関する研究，港湾技術研究所報告，第17巻，第2号，1978，pp. 3~47.
- 8) Wagner, Herber: Über Stoss- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Band 12, Heft 4, 1932, pp. 193~215.
- 9) 前出6)

直立壁に作用する衝撃波圧の発生機構に関する一考察

- 10) Rundgren, L: Water Wave Forces —a Theoretical and Laboratory Study—, Bullitine of the Technology, No. 54, 1958.
- 11) 前出8)
- 12) 前出7)
- 13) Von Karman: The Impact on Seaplane Floats during Landing, NACA, TN321, 1929, pp. 1~8.
- 14) 前出3)
- 15) 谷本勝利・高橋重雄・村永努: 直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力—空気圧縮モデルによる検討— 港湾技術研究所報告, 第19巻, 第1号, 1980, pp. 3~31.
- 16) 合田良実: 構造物に働く波力, 土木学会水理委員会水工学シリーズ, 67-10, 1967, pp. 10-1~10-34.
- 17) 前出4)
- 18) 前出6)
- 19) 合田良実: 砕波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第180号, 1970, pp. 39~49.
- 20) 合田良実: 防波堤の設計波圧に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第12巻, 第3号, 1973, pp. 31~69.

主要記号表

- B_1 : 水平床前端から直立壁までの距離
- $(B_1/h)_{\max}$: 波圧最大堤体位置
- D : 空気層の厚さ
- D_b : 水平床前端から測った砕波点の位置
- e : 造波機の偏心量
- g : 重力加速度
- H : 波高 (通常は水平床前端での波高)
- H_0 : 沖波波高
- H_{00} : 水平床上で崩れる最小の波の水平床前端での波高
- H_{0s} : 水平床前端での砕波高

- H_{0N} : 合田の砕波指標による水平床上の砕波高
- H_{0p} : 合田の砕波指標による一定勾配斜面上の砕波高
- h : 水深 (通常は水平床上の水深)
- I_p : 水塊の運動量
- $i_p = I_p/l$
- k : 空気層を圧縮する水塊の有効厚さ
- L : 波長 (水深 h での波長)
- L_0 : 沖波波長
- l : 衝撃波圧の作用高さ
- P_p : 衝撃力 (合力) のピーク値
- p : 波圧
- p_p : 波圧の時間的なピーク値
- \bar{p}/w_0H : 平均波圧強度
- $(\bar{p}/w_0H)_{\max}$: 波圧最大値
- p_0 : 大気圧 (1,033gf/cm²)
- w_0 : 水の単位体積重量
- V_N : 楔の落下速度, 水塊の衝突速度
- v : 波面の衝突速度
- α_s : 衝撃波圧の平均波圧強度係数
- α_s : 重複波圧の平均波圧強度係数
- β : 波面と壁面のなす角度
- $\beta_2 \sim \beta_6$: 実験値を近似式で表したときの係数
- γ : 空気の比熱比 (=1.4)
- δ : $\beta=0^\circ$ での波面の曲線を円弧としたとき円弧の接線と弦のなす角度
- ϵ : 空気漏れを表す等価な開口率
- κ_a : 空気量係数
- κ_{a0} : 最小空気量係数
- κ_m : 質量補正係数
- κ_t : 作用高係数
- τ : 衝撃波圧の作用時間
- $\tan \theta$: 斜面勾配