

沿岸域生態系評価における非線形波動の 流体力学的考察

(課題番号 10450385)

平成10年度～平成11年度科学研究費補助金
基盤研究(B)(2)研究成果報告書

平成12年3月

研究代表者 茂里 一紘
(広島大学工学部教授)

は し が き

油濁等による環境汚染が沿岸生態系に及ぼす影響は外洋以上に深刻であり、沿岸域の環境保全対策は急務な課題となっている。現在、沿岸生態系に及ぼす環境汚染の影響調査が生物学的、化学的に進められているが、その評価のためには、沿岸域に生息するバクテリア等に与える外的要素としての流体力学的負荷の評価が必要とされている。

沿岸域生態系に与える流体力学的負荷として波動現象が挙げられるが、沿岸域の波動は強い非線形性を伴うため解析は容易ではない。本研究では、沿岸域生態系に与える主な流体力学的負荷を

- ・非線形波動が沿岸域底面に及ぼすせん断力・圧力変動
- ・非線形波動による物質移動
- ・波崩れによる海浜への海水浸透

として捉え、数値シミュレーションならびに水槽実験を行うことにより、その定量的評価を得ることを目的としている。

研究組織

- 研究代表者：茂里 一紘 (広島大学工学部教授)
研究分担者：馬場 榮一 (広島大学工学部教授)
研究分担者：土井 康明 (広島大学工学部助教授)
研究分担者：肥後 靖 (広島大学工学部助教授)
研究分担者：岩下 英嗣 (広島大学工学部助教授)
研究分担者：二宮 伸治 (広島国際大学保健医療学部助教授)

研究経費

平成10年度	3,800千円
平成11年度	5,200千円
計	9,000千円

研究発表

<学会誌等>

- 1)Goto, K. et al. : Effect of Waves on Percolation in Surf Zone, 6th Symposium on Nonlinear and Free-Surface Flows, pp.67-70, 1998
- 2)Baba, E., Doi, Y. et al. : Visualization of Internal Flows of Sea Bed by Use of Transparent Glass Beads, Proceedings of First International Workshop on Coastal Ecosystems and Hydrodynamics, pp.22-47, 1998
- 3)Baba, E. et al. : Sea Water Transportation by Breaking Waves over the Tidal-Flat and Oil Pollution Effect, Proceedings of the First Joint Meeting of the Coastal Environment Science and Technology (CEST) Panel of the UJNR, pp.9-1-9-15, 1998

- 4)馬場榮一, 岡田光政 : 干潟・藻場シミュレーション装置を用いた油濁研究, 月刊海洋, Vol.30, No10, pp.643-647, 1998
- 5)Culache, D.G. and Doi, Y. : Inteface Capturing for Unsteady Free Surface Flow Simulation, 6th Symposium on Nonlinear and Free-Surface Flows, pp.67-70, 1998
- 6)後藤桂吾他 : 波による海浜浸透水の挙動に関する研究, 第二回非線形水波および水波と固体境界との相互作用, pp.26-30, 1999
- 7)李 正奎他 : 干潟の土壌構造に及ぼす海水の流動の影響, 水環境学会誌, 第 22 卷, 第 8 号, pp.677-682, 1999
- 8)馬場榮一他 : 干潟・砂浜における沿岸波による海水浸透と油濁の影響, 環境科学会 1999 年会一般講演・シンポジウム, pp.208-209, 1999
- 9)Higo, Y. and Doi, Y. : Experimental Study on the Flows in Tidal-Flat under Breaking Wave Action, Joint MIT/Hiroshima Workshop on Environmental Fluid Mechanics and Coastal Ecosystems, pp.7, 1999
- 10)Baba, E. et al. : Effect of Spilled Oil on Exchange of Sea Water over the Sand Beach and Tidal-Flat, Joint MIT/Hiroshima Workshop on Environmental Fluid Mechanics and Coastal Ecosystems, pp.8, 1999
- 11)Goto, K. et al. : Wave Induced Percolation in Surf Zone, 7th Symposium on Nonlinear and Free-Surface Flows, pp.53-56, 1999

研究成果

沿岸域における砕波による海浜への海水浸透現象とそのメカニズム及び油濁漂着による海水浸透水の挙動変化を把握するために、第一段階として、可視化実験を用いて非線形波動による浸透現象の調査を行った。その結果以下のことが判明した。

まず、海浜への浸透現象は海浜に波が入射することによって生じ、海浜における非線形波動が海水の砂浜への浸透の駆動力となっていることが分かった。さらに、海浜勾配によって砕波した海水が砂浜を駆け上がる際の最高点(波の駆け上がり点)付近から海水が砂浜に浸透し、波が砕波する点(砕波点)付近から、砂浜に浸透した海水が海水中に戻っていくことが分かった。海水の浸透速度は駆け上がり点付近で特に速く、海水中へ戻る速度はそれに比して遅いことも分かった。これにより、波の駆け上がり点付近に海水浸透を促すような流体力学的 source 源が分布し、砕波点付近に sink 源が分布していると考察した。

この考察を裏付けるために、海浜表面の圧力分布を計測する実験も合わせて行った。その結果、駆け上がり点付近に比較的強い正の定常圧力が分布しており、砕波点付近から沖側の広い範囲に弱い負の定常圧力が分布していることが分かった。また、海浜における非線形波動によって、海浜の砂浜に形状変形が認められ、これによって海水浸透現象に変化が起きることも分かった。

これらの結果から、海水浸透現象は海浜における非線形波動と海浜との干渉によって引き起こされるものと考察される。そこで第二段階として、これらの成果を元に流体力学的負荷をモデル化することによって、海水浸透現象のシミュレーション手法を開発することを試み、さらに、専用の水槽を製作することにより、さらに細密なデータを修得し、海水浸透現象のメカニズム解明と沿岸域生態系への影響の検討を行った。その結果以下のような成果を得た。

まず、上記の実験結果より、海浜への浸透現象は海浜における非線形波動が駆動力となっていることが分かった。そこで、この非線形波動による定常圧力を Wave Set-up と Set-down の概念から導出し、これまでに実施した海浜表面定常圧力分布の計測値と比較した結果、良好な一致を得た。即ち、海浜の浸透水挙動は、砕波による海浜の平均水位の変化と密接に結びついていることが確認できた。次に、上記非線形波動理論に基づいて導出された海浜表面定常圧力分布を境界条件とする二次元差分法による海浜への浸透水の数値シミュレーションを行い、その結果とこれまで実施した可視化実験による浸透水流れを比較した結果、良好な一致を得た。

以上の知見から、海浜における海水の浸透現象は、海浜域における砕波による平均水位の変化がドライビングフォースとなり、海水の海浜内における循環を引き起こしていると判断される。従って、Wave Set-up, Set-down の起点となる砕波点と波の駆け上がり点が明確になれば、海浜の海水浸透挙動が推定できる。

この観点から、波浪条件、海浜傾斜条件等を変えて砕波点、波の駆け上がり点を計測する実験を実施し、土木分野で使用されているこれらの位置を推定する実験式が使用できるかどうかの検討を行った結果、定性的な傾向が把握できることが判明した。そこで、本研究において開発した前記数値シミュレーションプログラムを用い、海浜傾斜角が海水循環に与える影響を調査し、傾斜角が小さいときに海水の浸透面積は増大し、大きいときに浸透速度が増大することを示した。循環海水が海浜に生息する生物に栄養及び酸素を供給していることを考えると、海水は海浜内部に一定時間滞留する必要があると思われ、上記の結果は、海浜内部の生物環境の

観点から最適な傾斜角が存在することを示唆している。

また、傾斜角が大きいとき、波崩れ位置での流れの吸上げ力が大きく、シルトなど微小粒子の土壌からの流出が大きいことも実験的に判明した。これは、土壌内シルト含有率と相関の強いバクテリアの個数が減少することに対応しており、土壌内生物活動に傾斜角が影響することも分かった。

これまで十分に知られていなかった沿岸土壌内の流動性状が本研究で明らかにされたことは、沿岸エコシステムの理解とその保全にとって重要な知見を与える。

目次

第1章	緒言	3
第2章	座標系の定義及び過去の研究	5
2.1	座標系の定義	5
2.2	過去の研究	6
第3章	浸透流れの可視化実験	7
3.1	実験装置及び実験条件	7
3.2	波と浸透現象との関係	9
3.3	波の駆け上がり点付近の浸透水の挙動	10
3.4	砕波点付近の浸透水の挙動	12
3.5	可視化実験により得られた結果及び考察	13
第4章	圧力計測実験	15
4.1	実験装置及び計測方法	15
4.2	圧力計測実験結果及び考察	16
第5章	Wave Set-Up , Set-Down	28
5.1	Radiation Stress	28
5.2	Radiation Stress と平均水位の変化との関係	31
5.3	Wave Set-Up	33
5.4	Wave Set-Down	33
5.5	圧力計測実験の結果との比較	35
5.6	波の駆け上がり点の予測	36
5.6.1	過去の研究	37
5.6.2	実験結果との比較	38
5.7	砕波点の予測	39
5.7.1	水深の変化による波高の変化(浅水変形)	40

5.7.2	碎波点の推定式	41
第6章	浸透現象の数値シミュレーション	43
6.1	Darcy 則	43
6.2	境界値問題の定式化	45
6.3	支配方程式の離散化	47
6.4	数値シミュレーション結果と可視化実験結果との比較	52
6.5	浸透現象における海浜傾斜の影響	55
6.6	浸透現象における入射波の影響	62
6.7	浸透現象における水底の影響	68
第7章	結言	71
	謝辞	72
	参考文献	73
	Appenndix	75
A	フーリエ級数	75
A.1	周期関数	75
A.2	任意の周期のフーリエ級数の定義	76
B	表面波の基礎式	77
C	透水試験	79
C.1	試験法	79
C.2	実験結果	80
	List of Figures	82

第1章 緒言

高度成長期に、我が国では産業、経済の発展を背景として急速な工業化、都市化が進み、それに伴い自然環境も急速に悪化してきた。沿岸海域においても例外ではなく、行き過ぎた護岸工事による海洋環境の悪化が深刻化しており、それに対する環境の改善を求める声が高まっている。沿岸域の環境改善のための事業の一つとして、人工海浜の造成が各地で計画されているが、自然との調和が考慮されていない人工海浜の建設に伴う環境破壊が懸念されている。沿岸域は、干潟や海浜に代表されるように生物生産能力が極めて高く、海洋の生物の多くが産卵期や稚仔期にはこの水域で過ごすといわれており、沿岸域での自然環境の急激な変化は海洋の生態系に大きな影響を与えると考えられる。

沖合いで発生し、海岸へと押し寄せてくる波は、水深の浅い岸に近づくと、水粒子と海底との間に摩擦が働くようになり、波高の増大や波長の減少といった波の変形を始める。この状態が進み、ある限界に達すると、波は不安定になりやがて空気を混入しながら砕ける。この砕波現象が海水中と新鮮な空気を供給し、海水の浄化作用を促していることは広く知られている。しかし砕波が与える影響はこれだけではなく、海浜の波打ち際付近において、海水の一部を海浜内部に送り込む浸透現象を発生させている。この砕波によって引き起こされた浸透現象は、流動する海水を媒体として海浜中に新鮮な酸素や栄養素を供給しており、海浜中の生物活動や海水の浄化作用に大きな影響を与えていることが報告されている。

最近の研究では、人工的な海浜に周期的な波を当てることにより、アサリの生息数が増えたという報告もなされている。アサリに代表される二枚貝は、海洋汚染の原因である有機物を、二酸化炭素や窒素・リンなどの無機物に分解する海水の浄化能力を持っていることが知られている。

このように、生態系と密接に結びついている浸透現象の発生メカニズムは、波動現象と海浜性状との複雑な干渉の結果発生すると考えられ、流体力学的にも非常に興味深い。

また、このメカニズムが明らかになれば、人工海浜の造成や海浜の修復等の設計指針に適用することで沿岸域の環境保全及び改善に貢献できると考えられ、工学的にも大きなメリットがある。

過去に波による浸透現象に関する研究は、馬場¹⁾と Longuet-Higgins²⁾が行っている。両者は個別の実験により浸透現象を観察し、浸透流れのモデルを提案しているが、それぞれ異なったモデルの流れが提案されており浸透水の挙動は未だ明確ではない。また、両者は波が浸透現象に大きな影響を与えていることを実験的に示しているが、波と浸透現象との明確な関係は示されておらず、メカニズムが十分解明されているとはいえないのが現状である。

本研究では、このような浸透現象の発生メカニズムを、主に流体力学的な側面から解明することを目的としている。

そのためのアプローチとして、本研究中において以下のようなことを行う。

まず、浸透現象の様子を観察し、浸透水の挙動に関する知見を得るために流れの可視化実験を行う。次に海浜表面において圧力計測実験を行い、波によって引き起こされる圧力分布と浸透流れとの関係を調査する。そして砕波帯付近での波動現象について述べたLonguet-Higginsら³⁾の研究を引用し、海浜表面の圧力分布について波の非線形性による平均水位の変化の観点から考察する。さらにDarcy則に基づいた海浜中の流れの数値シミュレーションを開発し、これを用いたシミュレーション結果を実験結果と比較することで妥当性を検証する。その後、海浜の傾斜角、入射波特性を変化させたシリーズ計算を行い、海浜形状と海水循環現象、波特性と浸透現象との関係についての考察を行う。最後に境界条件を変えた計算を行い、実験水槽の水底や側壁等の不浸透面が浸透現象に与える影響について調査する。

第2章 座標系の定義及び過去の研究

2.1 座標系の定義

本研究中で用いる座標系の定義を Fig.2.1 に示す海岸の波打ち際の略図を用いて説明する。図中において波が海浜へと押し寄せてくる方向、すなわち右方向を波上側、反対に波が進行してゆく方向、すなわち左方向を波下側と定義する。座標系の原点は海浜表面と静水面との交点とし、波上側を x 軸の正とする右手系の座標系を設定する。

また、沖合いから押し寄せてきた波が砕波現象を発生する地点を砕波点 (wave breaking point)、砕波後に海浜表面を駆け上がる波の最大到達点を波の駆け上がり点 (run-up point) と定義する。

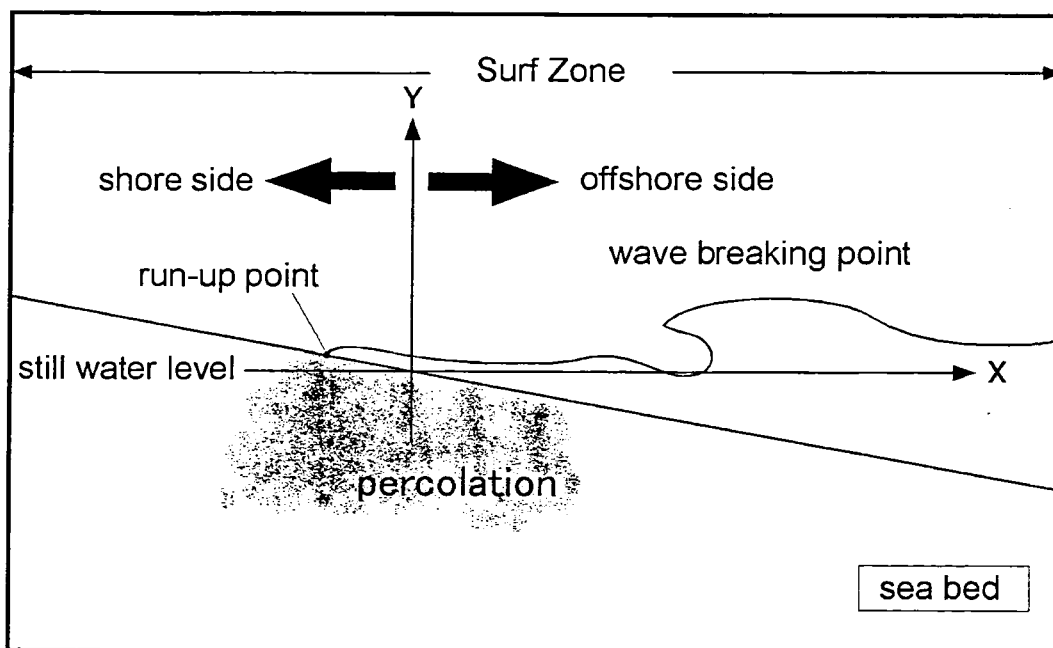


Fig.2.1 Schematic view of the surf zone

2.2 過去の研究

波による海浜浸透現象に関する研究は、過去に馬場¹⁾と Longuet-Higgins²⁾が行っている。Longuet-Higgins と馬場はそれぞれ個別の実験により波が海浜内部への浸透現象に大きな影響を与えることを示している。

馬場は、透明なガラスビーズで海浜を構成させた水槽において、周期0.8secの波を入射させる実験を行い浸透現象を観察した。実験を通じて、馬場は浸透水が波の駆け上がり点付近を中心にして放射状に海浜中へと強く浸透して行く流れを報告している。これに対して Longuet-Higgins は、可視化のために海浜をスポンジのような多孔質物質によって置き換え、海浜に入射してくる波の周期を0.25secとして浸透水の挙動を観察する実験を行った。この実験中に Longuet-Higgins は海水が一度海浜内部へ浸透し、やがて海浜表面へと円を描いて戻るような浸透流を観察した。

Fig.2.2 は Longuet-Higgins と馬場が提案した流れのモデルを図式化し、対比させたものである。

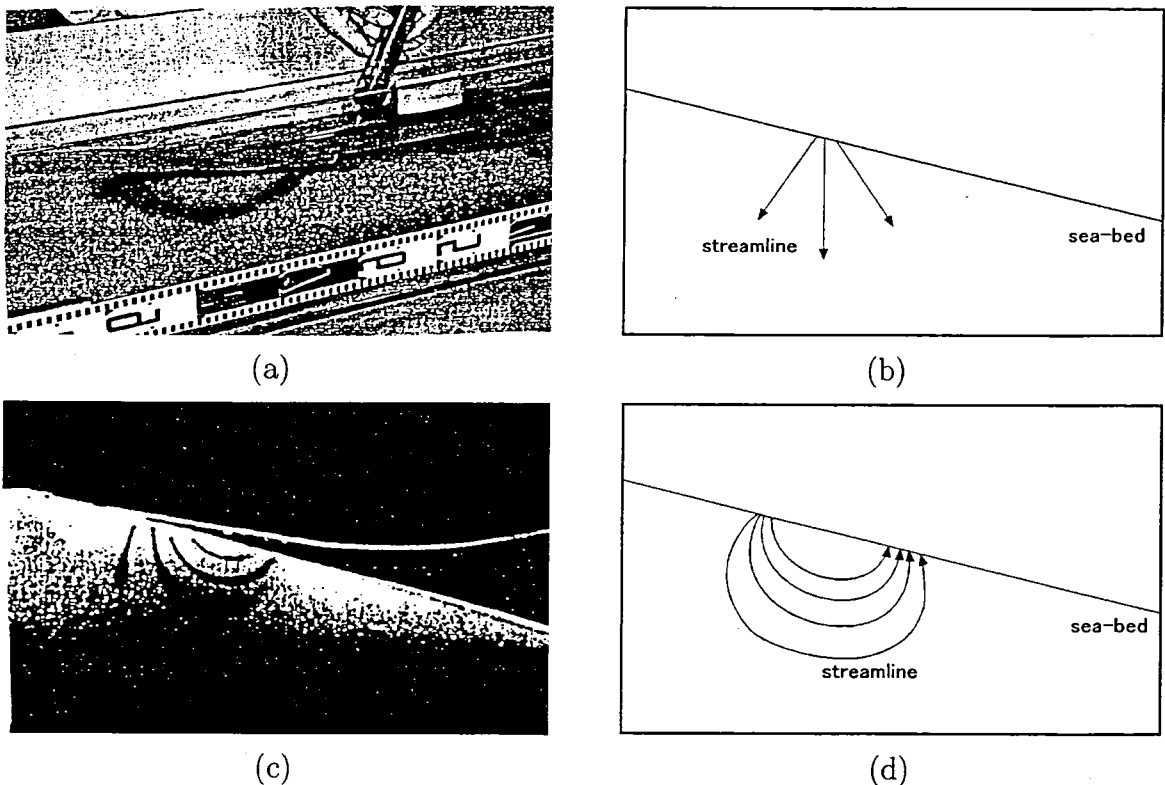


Fig.2.2 Comparison of flow pattern

(a) : Scene of the Baba's experiment

(b) : Schematic view of the Baba's observation

(c) : Scene of the Longuet-Higgins' experiment

(d) : Schematic view of the Longuet-Higgins' observation

第3章 浸透流れの可視化実験

第2章で解説したように、馬場は浸透水が波の run-up point を中心にした放射状の浸透現象を、一方、Longuet-Higgins は run-up point から砕波点への海水の循環を報告した。

両者の報告は流れのモデルとして異なったものと思われ、これが実験状況の違いから生じるものなのか興味がある。

以上のことを踏まえて、まず可視化実験によって浸透現象が波浪現象に関係しているかどうかの調査を行う。同時に可視化実験により浸透水の挙動を観察し、その結果から上記両者の流れのモデルの相違の原因について検討する。

3.1 実験装置及び実験条件

流れの可視化実験に使用した実験水槽の断面図を Fig.3.1 に、側面図を Fig.3.2 にそれぞれ示す。

今回は2次元的な浸透現象についての実験を対象としているため、Fig.3.1 に示すように、水槽(幅40cm)の観察窓側の壁から7cmのところまでを透明なガラスビーズで敷き詰め、人工的な海浜を形成した。その際に現象の2次元性を確保するために、水槽の幅方向の残りの部分をガラスビーズで形成する海浜の傾斜に合うように板をはめ込んだ。

本実験で使用したガラスビーズは粒径 $850\mu\text{m}$ 、比重2.5で、浸透水の可視化のための色素として、フェノールフタレインを用いた。また、Fig.3.2の図中に示してある $76\text{cm} \times 76\text{cm}$ のサイズの3つの観察窓に、染料の軌跡を追跡するための $5\text{cm} \times 5\text{cm}$ の格子を書き込んだ。海浜に入射させる波は波高30mm、波周期0.8secのものを用い、海浜の水平面に対する傾斜角は6degとした。

これらの実験条件は馬場¹⁾の実験を参考にした。

(unit : mm)

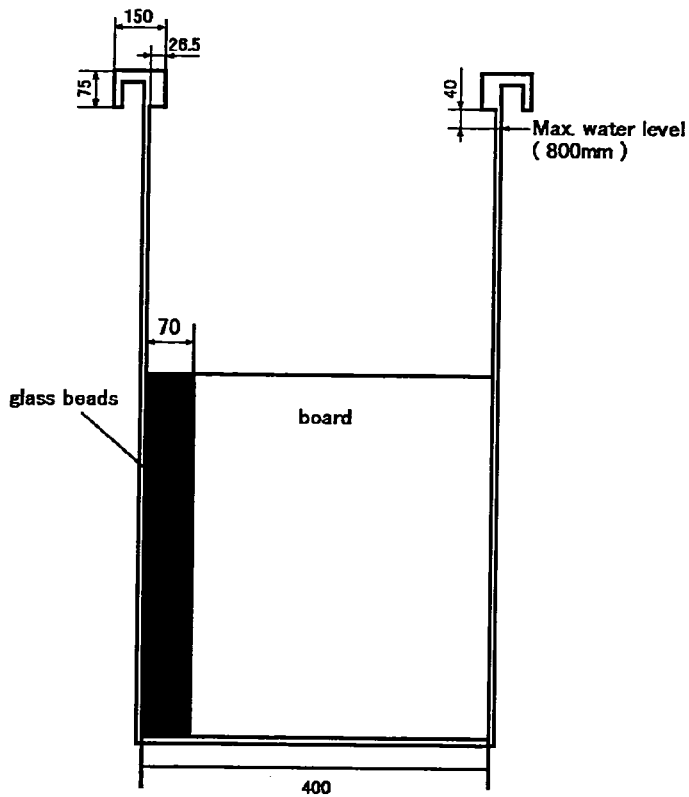


Fig.3.1 Cross view of experimental set-up

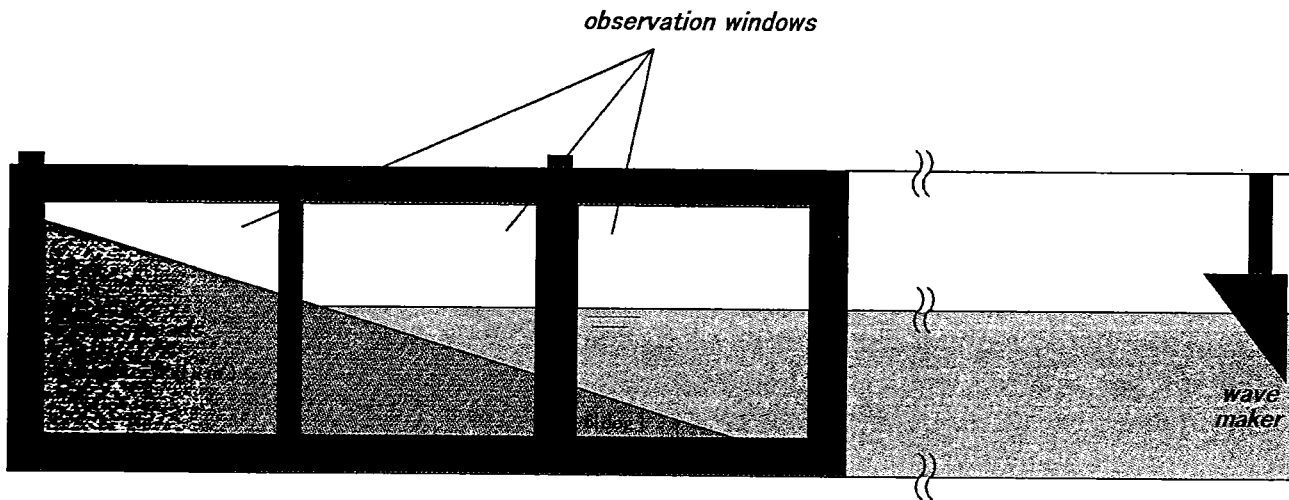


Fig.3.2 Side view of experimental set-up

3.2 波と浸透現象との関係

まず、浸透現象が波浪現象に関係しているかどうかを調査した。

波が浸透現象に与える影響を観察するため、造波前(静水状態)に染料を海浜表面に線状に分布させておき、その後海浜に波を入射させた。

Fig.3.3に示すように、造波前には染料は静止していたが、波が海浜に入射してくると同時に染料が突然浸透していく現象が見られた。

この事から、波が浸透現象に大きな影響を与えていることが分かる。

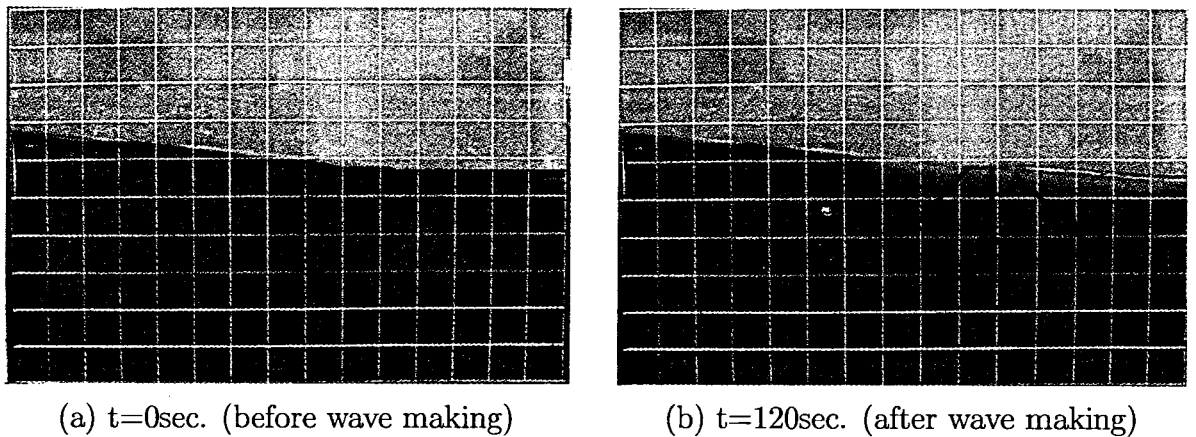


Fig.3.3 Visualization of percolation induced by waves

また、実験中にガラスビーズで形成された海浜が波の入射によって徐々に変形し、それに伴い染料の動きが変化していく様子を観察する事ができた。その様子を Fig.3.4に示す。このことから、波によって引き起こされる海浜形状の変形も浸透現象に影響を与えていると思われる。

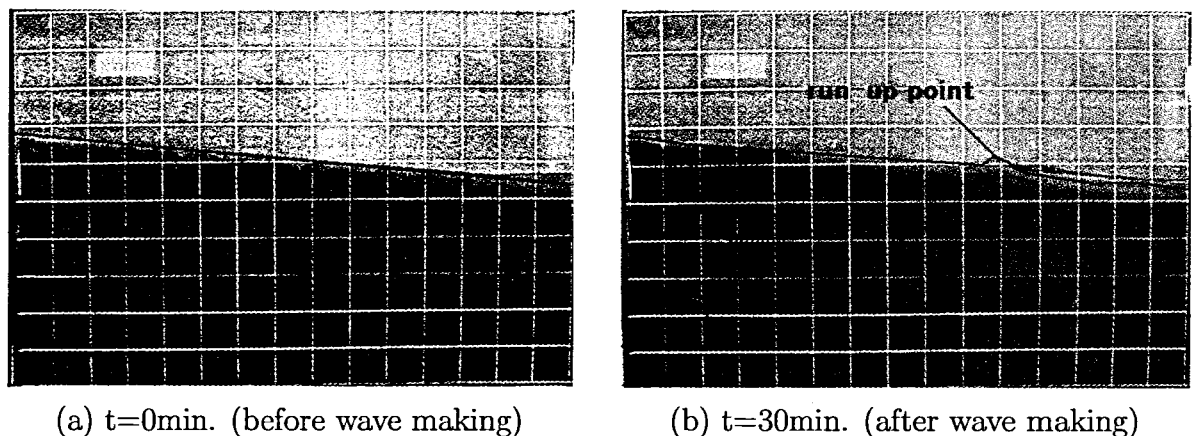


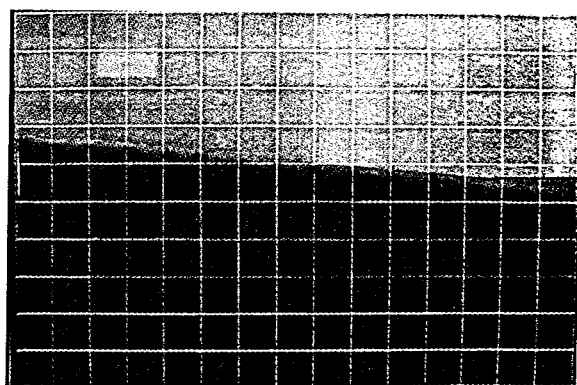
Fig.3.4 Comparison of beach topology

以上のことをまとめると、海水が海浜中へと浸透して行くためには波の存在が必要不可欠であり、海浜形状が浸透現象に大きな影響を与えていると考えられる。

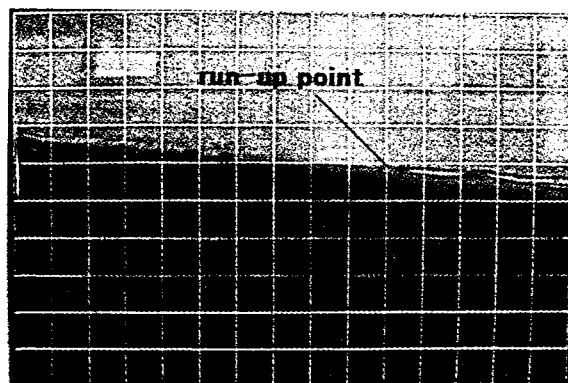
3.3 波の駆け上がり点付近の浸透水の挙動

次に浸透水の挙動をより明確にするために、染料を5cmおきに点状に分布させた。

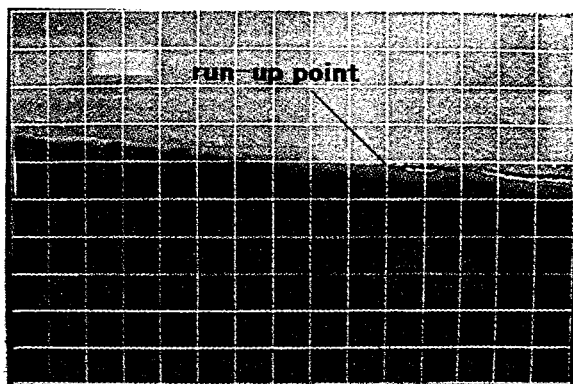
Fig.3.5は実験により得られた run-up point 付近の60秒毎の可視化画像で、Fig.3.6はFig.3.5において各染料の動きを追跡し、矢印でつないだものである。



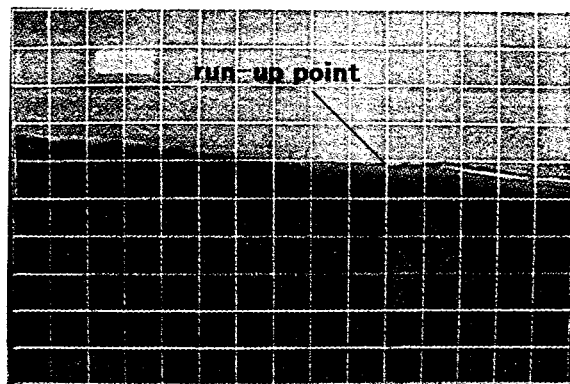
(a) $t=0\text{sec.}$



(b) $t=60\text{sec.}$



(d) $t=120\text{sec.}$



(d) $t=180\text{sec.}$

Fig.3.5 Visualization of percolation near the run-up point

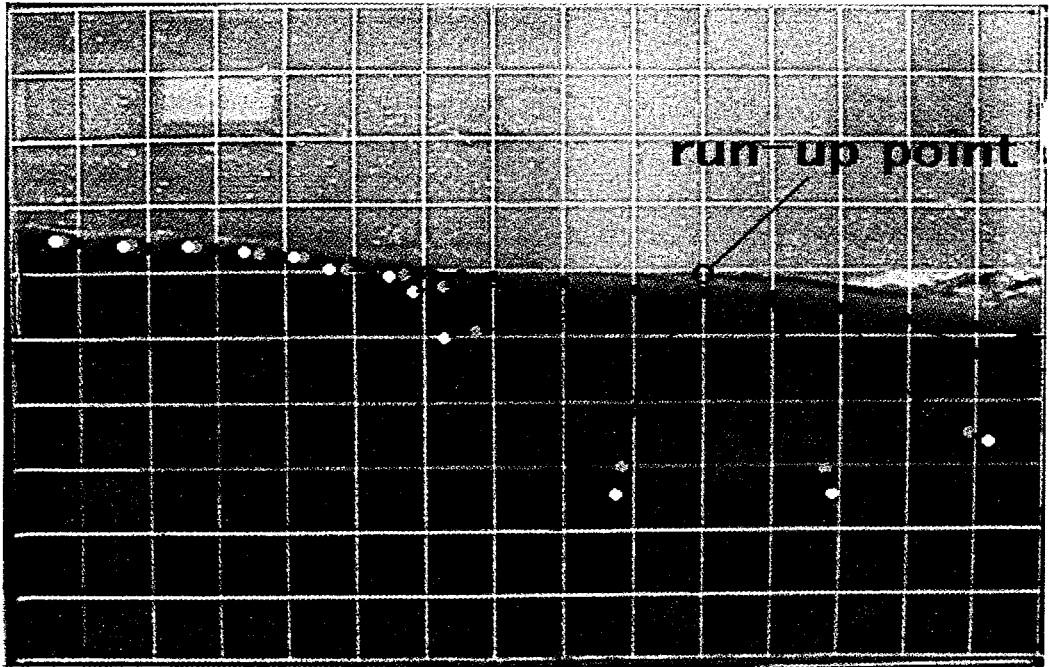


Fig.3.6 Flow pattern near the run-up point

Figs.3.5, 3.6 から点染料が run-up point を中心に放射状に浸透して行く様子が分かる。

3.4 碎波点付近の浸透水の挙動

Figs.3.7, 3.8は wave breaking point 付近の同様の可視化画像である。

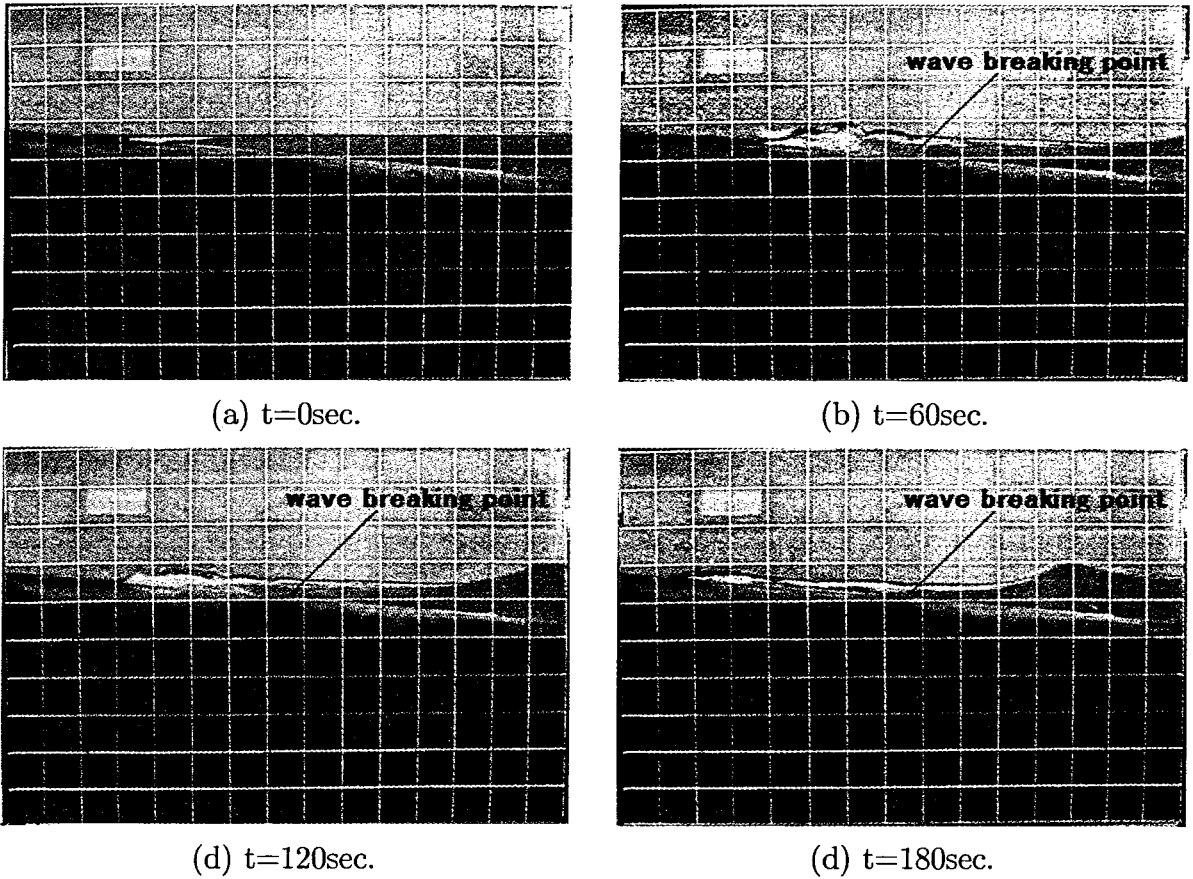


Fig.3.7 Visualization of percolation near the wave breaking point

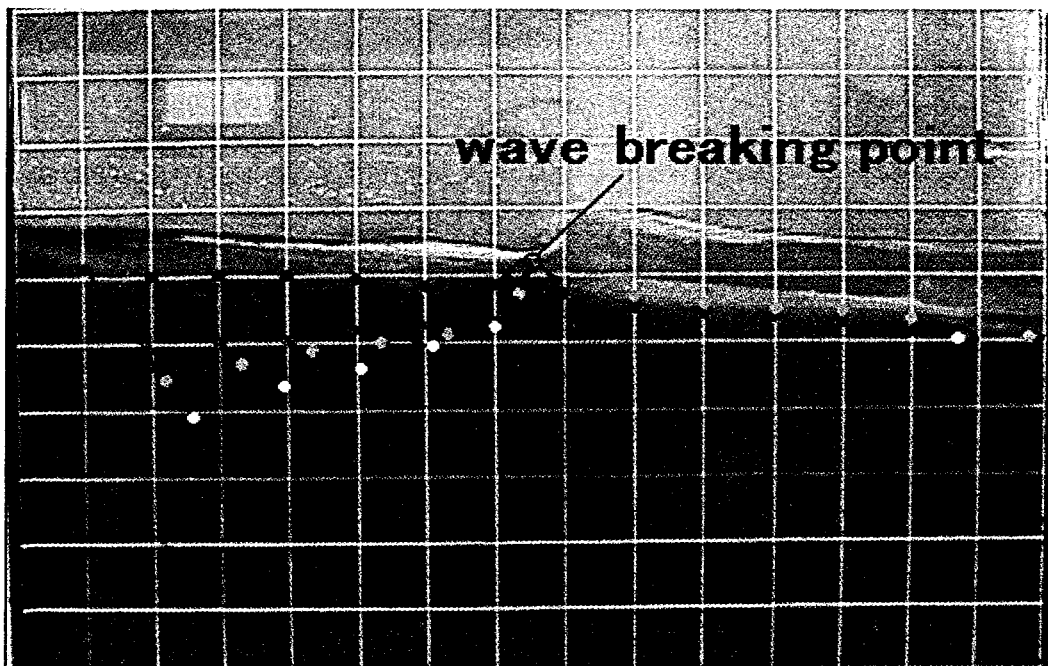


Fig.3.8 Flow pattern near the wave breaking point

Figs.3.7, 3.8から、砕波点よりも波下側の染料が、いったん海浜中へと浸透し、やがて海浜表面へと再び戻ってくる循環現象を観察することができる。

また、砕波点よりも波上側の各染料は、非常にゆっくりではあるが海浜内部から海中へと吸い込まれてゆく現象がみられた。

ここで本研究中では、Fig.3.8中の海浜表面に存在する、流線の集中している点を砕波点と定義する。

3.5 可視化実験により得られた結果及び考察

Fig.3.9は今回の可視化実験により得られた画像をまとめたものである。

Fig.3.9から明らかなように、波の駆け上がり点(run-up point)付近で海浜中に強く浸透していく現象が観察され、砕波点(wave breaking point)付近では、いったん海浜に浸透した海水が半楕円形状の軌跡を描いたあと、砕波点付近で海中に戻る海水の循環現象が観察された。

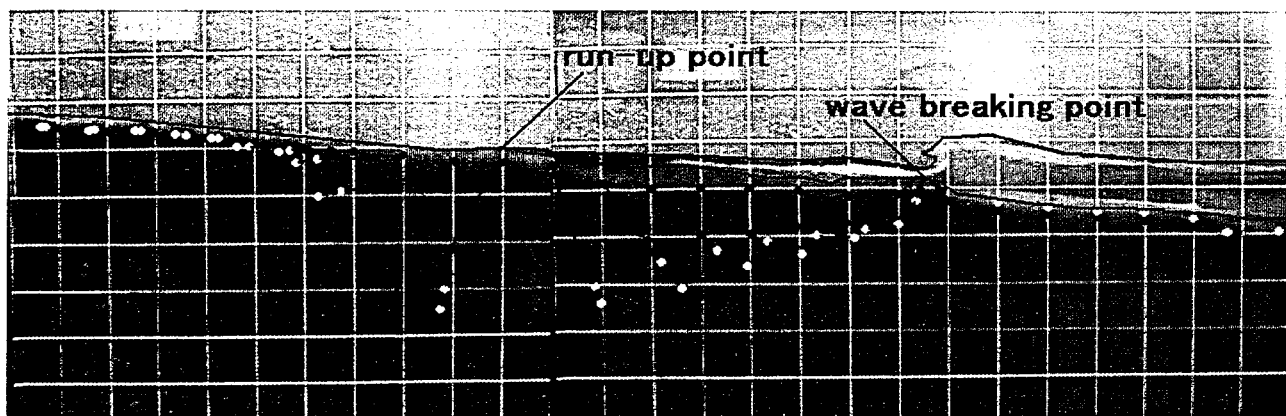


Fig.3.9 Sketch of the internal flow

Fig.3.10は今回の実験から判明した浸透流れをモデル化し、図示したものである。波のかけあがり点付近を見ると、馬場によって指摘されたように、放射状に近い形で強く海浜中に浸透している流れが存在することがわかる。一方、砕波点付近に注目すると、Longuet-Higginsが指摘したように、一度海浜に浸透した浸透水が再び海中に戻る流れが存在する。即ち、両者の報告した浸透流れは本研究を通して全く同じ条件の下で観察されることがわかった。これらのことからLonguet-Higginsと馬場は、全く同じ浸透現象をそれぞれ異なった視点からその一部を観察していたものと考えられる。

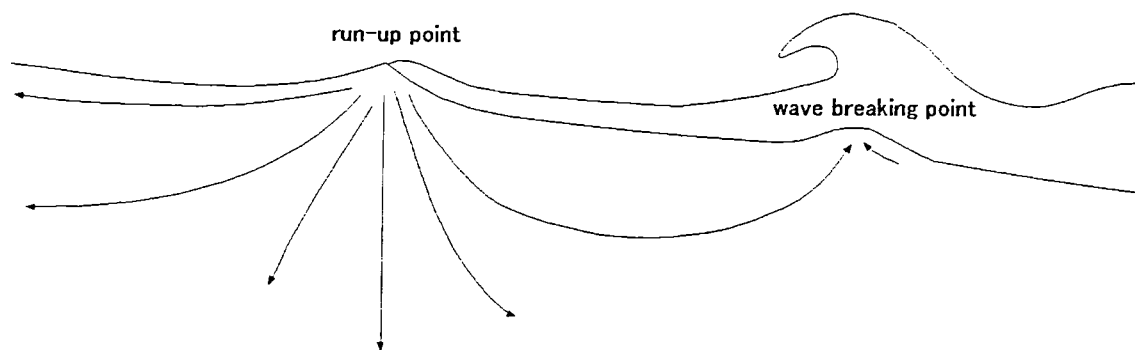


Fig.3.10 Schematic view of the flow pattern

本研究によって得た浸透水の挙動を簡潔にまとめると、海水は波の駆けあがり点付近で海浜中に強く浸透し、やがてその一部が円を描くようにして海浜表面に戻ってくることがわかった。

第4章 圧力計測実験

前章で示したような浸透流れがどのようなメカニズムで発生するのか、流体力学的にも非常に興味深い。そこで次に、浸透現象がどのようなメカニズムで発生するのか調査する。

前章の浸透流れの可視化実験により、波が海水の浸透現象に大きな影響を与えていることがわかった。そこで、浸透現象メカニズムの検討の手始めとして、浸透流れと波によって引き起こされる圧力変動との関係を調査する。

本章では、まず海浜表面での圧力計測実験の装置及び計測方法について説明する。次に各計測地点での代表的な時系列データを示す。そして、前章の可視化実験で得られた浸透水の挙動と海浜表面の圧力分布とを対比し、波による圧力変動と浸透現象との関係を考察する。

4.1 実験装置及び計測方法

圧力計測の際に用いた実験水槽は、流れの可視化実験の際に用いたものと同じ物を用いた。また、得られる海浜表面の圧力分布と3章で得た浸透水の挙動とを比較するため、海浜に入射させる波も同じものを用いた。Fig.4.1とFig.4.2に圧力計測実験の概要を示す。Fig.4.1は波を計測する圧力計測装置、Fig.4.2はその圧力計測装置を海浜表面に設置した時の概略図である。

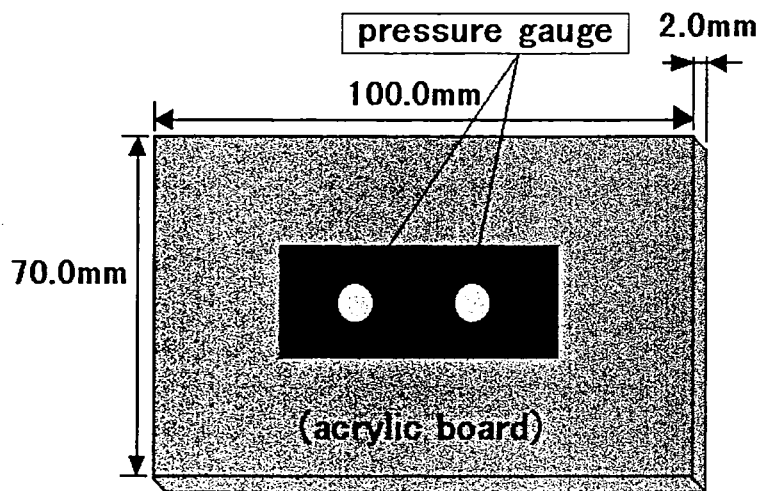


Fig.4.1 Pressure gauge

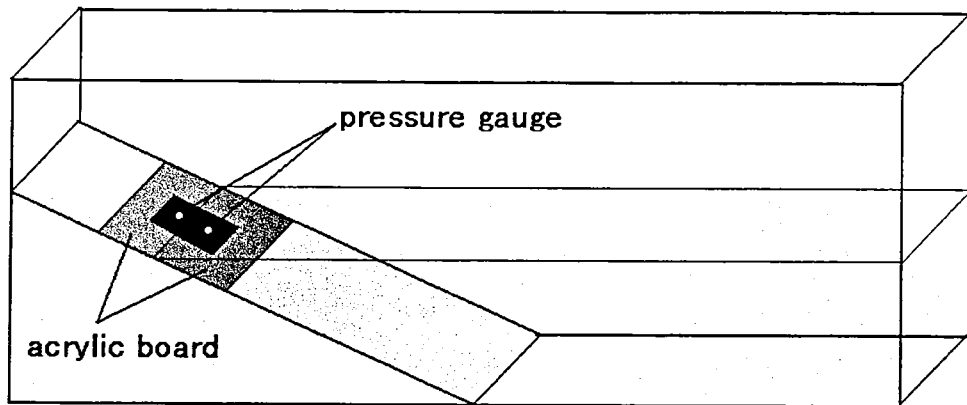


Fig.4.2 Experimental set-up

圧力計測実験に使用する圧力計は最大圧力 $100\text{g}/\text{cm}^2$ の歪ゲージ形圧力計で鉄板に固定され、さらにその周りを幅 7cm 、長さ 10cm のアクリル板で囲った。これは浮遊ガラスビーズが圧力計の上に堆積し、計測誤差を生じてしまうことを防ぐためである。このアクリル板によって海水の浸透を阻害するおそれがあるが、その影響は微少であると判断した。

圧力計測は、波の最大駆け上がり点付近から碎波点付近まで、 5cm 間隔の合計 15 地点を重点として、碎波点よりも波上側の合計 4 地点でも計測を行った。

4.2 圧力計測実験結果及び考察

圧力計測実験によって得られた、各計測地点での代表的な時系列データを Fig.4.3 に示す。ただし圧力はピエゾ水頭圧である。

時系列データの最初の 1 周期の波形をフーリエ級数展開し、0 次から 5 次までの係数を求めそれを用いて近似曲線を求めた。Fig.4.3 において実線が計測値、破線がフーリエ級数展開による 5 次近似の曲線である。Table4.1 に示すのは近似曲線のフーリエ振幅である。

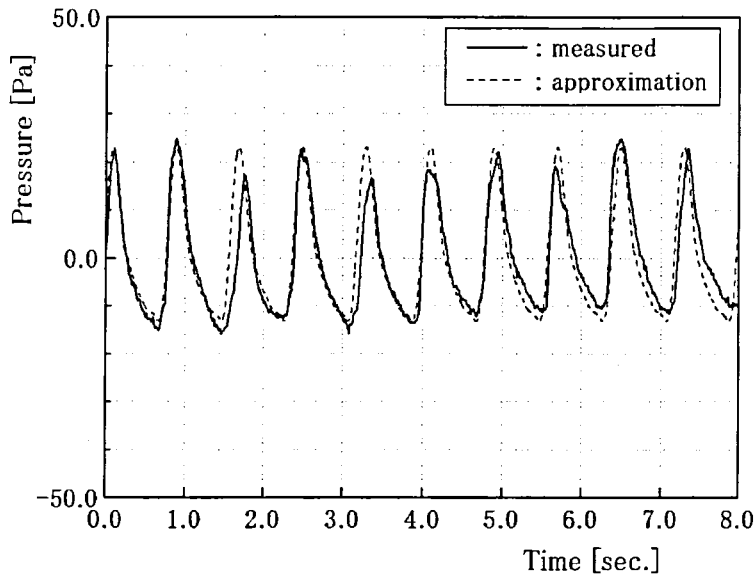


Fig.4.3(a) Time historical data of pressure at -15.0cm

Table4.1(a) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$1.686D + 01$
1	$3.671D + 01$
2	$1.538D + 01$
3	$5.026D + 00$
4	$5.989D + 00$
5	$3.729D + 00$

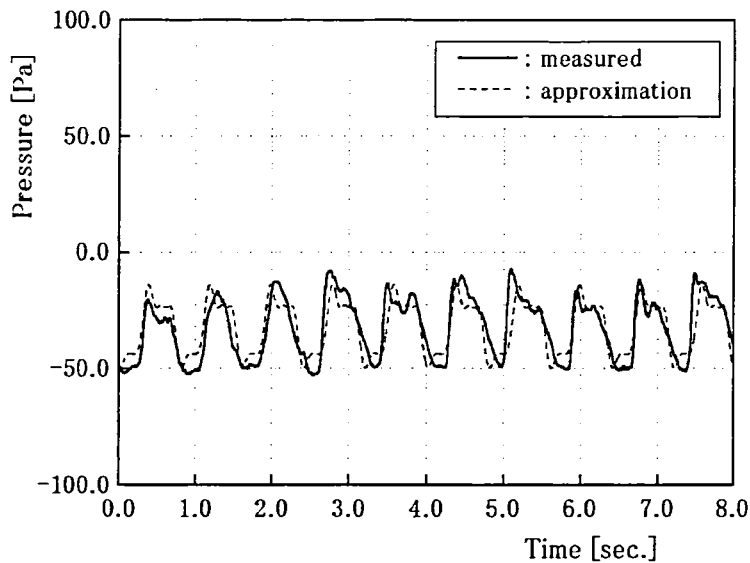


Fig.4.3(b) Time historical data of pressure at -10.0cm

Table4.1(b) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$2.295D + 01$
1	$3.555D + 01$
2	$1.926D + 01$
3	$1.044D + 01$
4	$5.729D + 00$
5	$5.357D + 00$

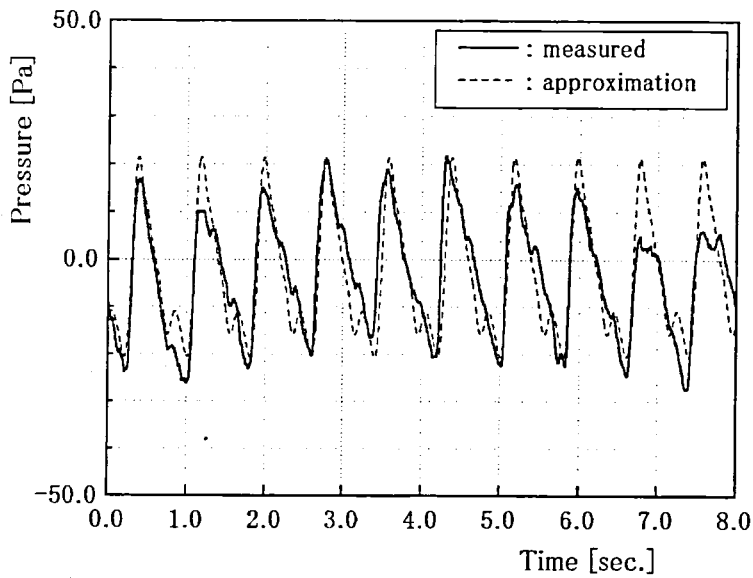


Fig.4.3(c) Time historical data of pressure at -5.0cm

Table4.1(c) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$3.479D + 00$
1	$1.613D + 01$
2	$7.071D + 00$
3	$5.219D + 00$
4	$1.149D + 00$
5	$5.504D + 00$

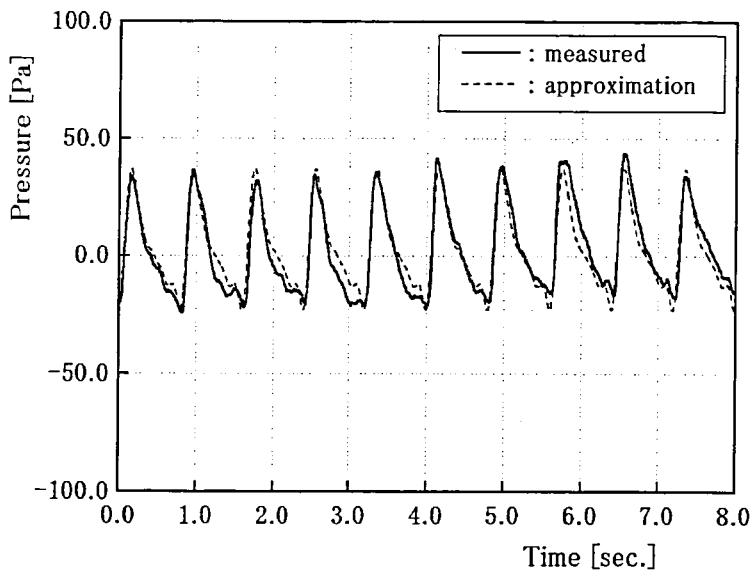


Fig.4.3(d) Time historical data of pressure at 0.0cm

Table4.1(d) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$2.449D + 00$
1	$2.034D + 01$
2	$1.135D + 01$
3	$6.368D + 00$
4	$3.301D + 00$
5	$1.404D + 00$

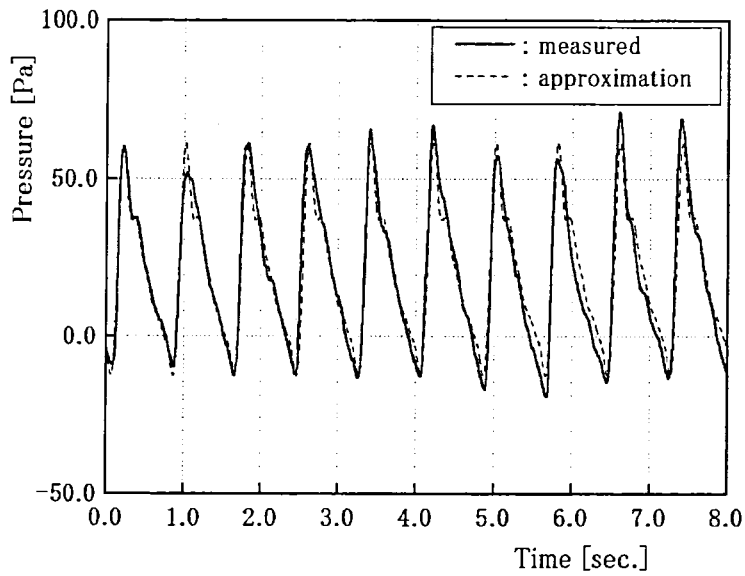


Fig.4.3(e) Time historical data of pressure at 5.0cm

Table4.1(e) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$1.994D + 01$
1	$2.517D + 01$
2	$1.157D + 01$
3	$8.597D + 00$
4	$5.345D + 00$
5	$2.388D + 00$

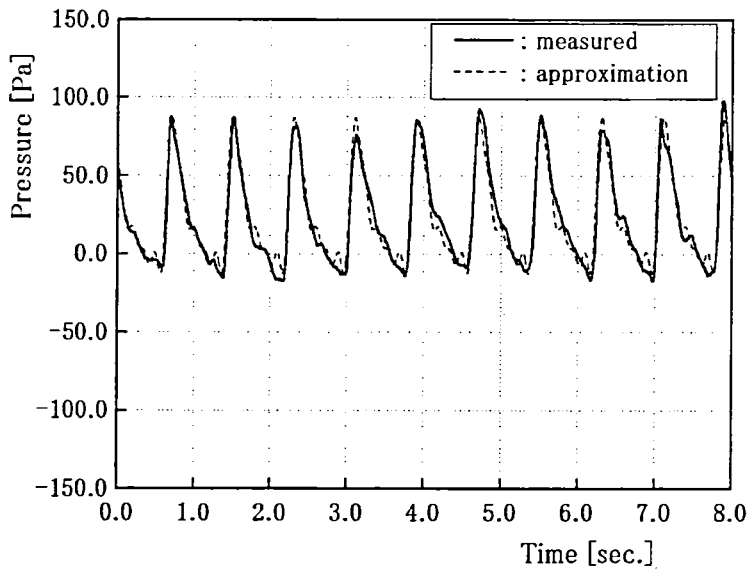


Fig.4.3(f) Time historical data of pressure at 10.0cm

Table4.1(f) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$2.295D + 01$
1	$3.555D + 01$
2	$1.926D + 01$
3	$1.044D + 01$
4	$5.726D + 00$
5	$5.359D + 00$

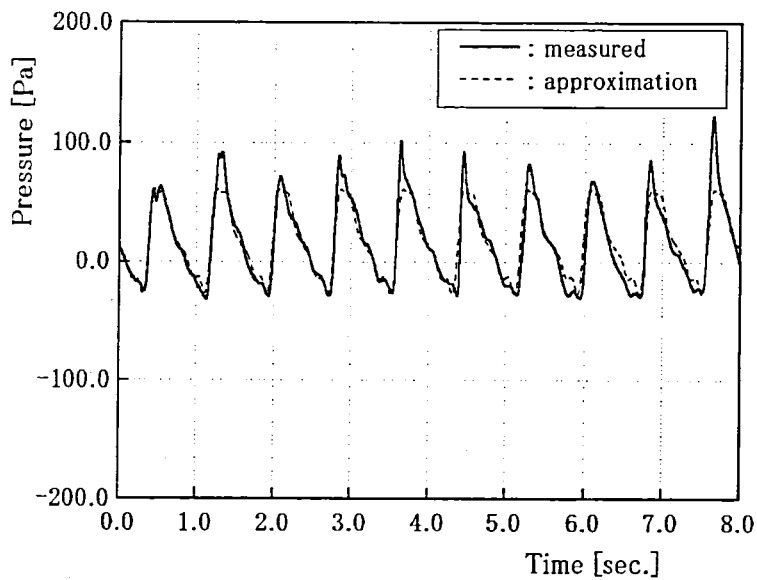


Fig.4.3(g) Time historical data of pressure at 15.0cm

Table4.1(g) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	1.687D + 01
1	3.670D + 01
2	1.538D + 01
3	5.026D + 00
4	5.989D + 00
5	3.726D + 00

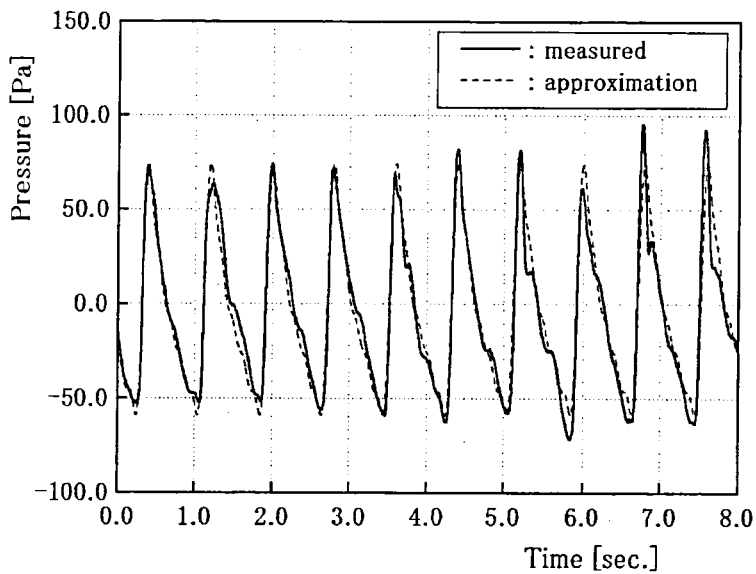


Fig.4.3(h) Time historical data of pressure at 20.0cm

Table4.1(h) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	4.960D + 00
1	4.790D + 01
2	2.466D + 01
3	1.241D + 01
4	7.421D + 00
5	4.614D + 00

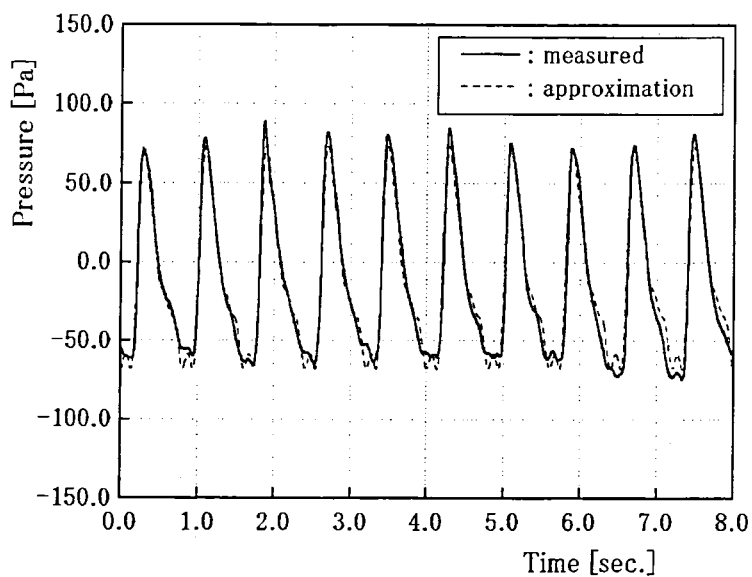


Fig.4.3(i) Time historical data of pressure at 25.0cm

Table4.1(i) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$1.542D + 01$
1	$5.550D + 01$
2	$2.737D + 01$
3	$1.062D + 01$
4	$8.400D + 00$
5	$6.011D + 00$

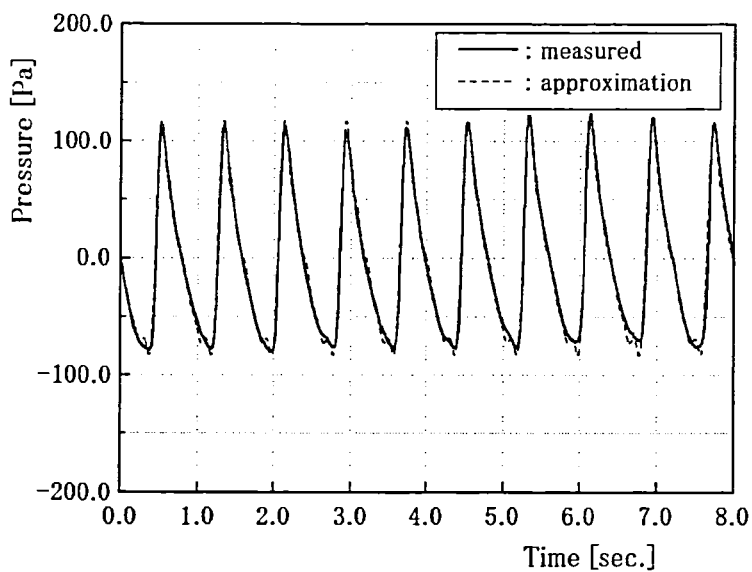


Fig.4.3(j) Time historical data of pressure at 30.0cm

Table4.1(j) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$5.098D + 00$
1	$7.694D + 01$
2	$3.277D + 01$
3	$2.010D + 01$
4	$1.174D + 01$
5	$7.125D + 00$

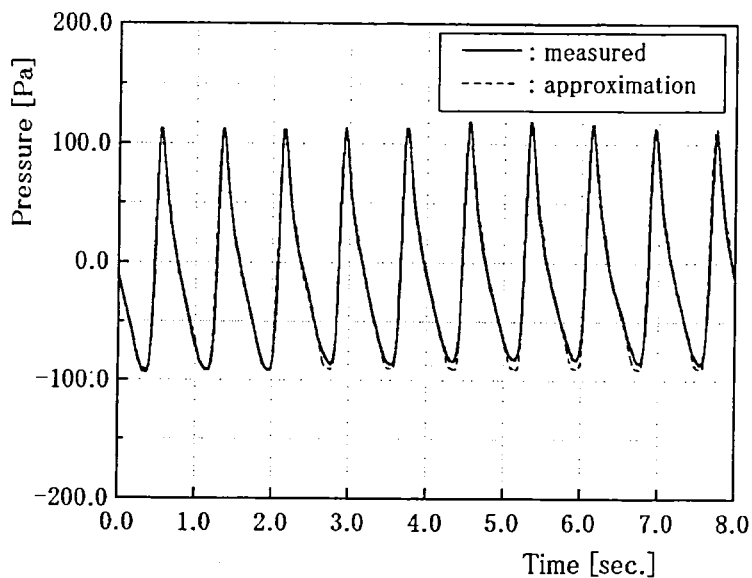


Fig.4.3(k) Time historical data of pressure at 35.0cm

Table4.1(k) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$1.378D + 01$
1	$7.936D + 01$
2	$3.677D + 01$
3	$1.702D + 01$
4	$9.837D + 00$
5	$7.599D + 00$

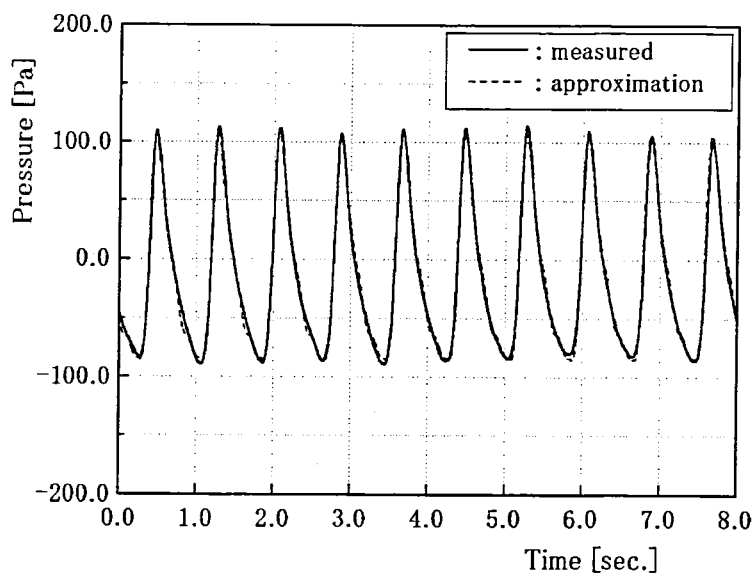


Fig.4.3(l) Time historical data of pressure at 40.0cm

Table4.1(l) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$1.571D + 01$
1	$8.001D + 01$
2	$3.242D + 01$
3	$1.748D + 01$
4	$5.808D + 00$
5	$3.469D + 00$

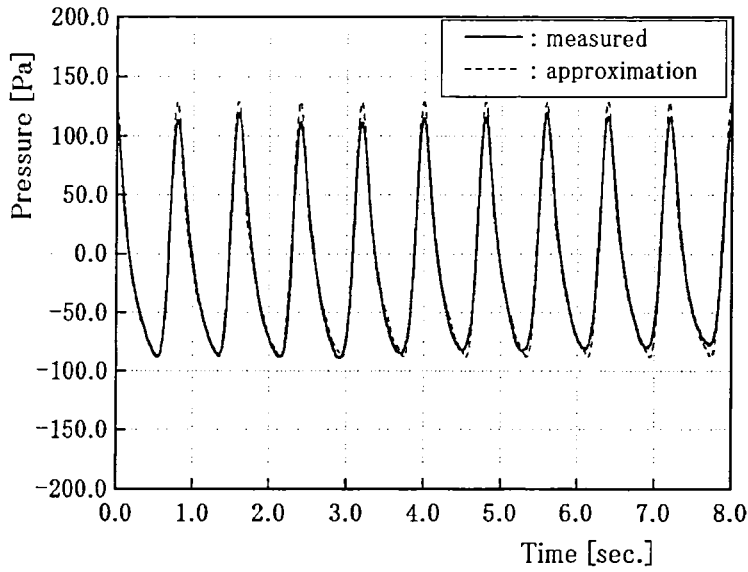


Fig.4.3(m) Time historical data of pressure at 45.0cm

Table4.1(m) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$1.155D + 01$
1	$8.814D + 01$
2	$3.654D + 01$
3	$1.373D + 01$
4	$4.605D + 00$
5	$2.867D + 00$

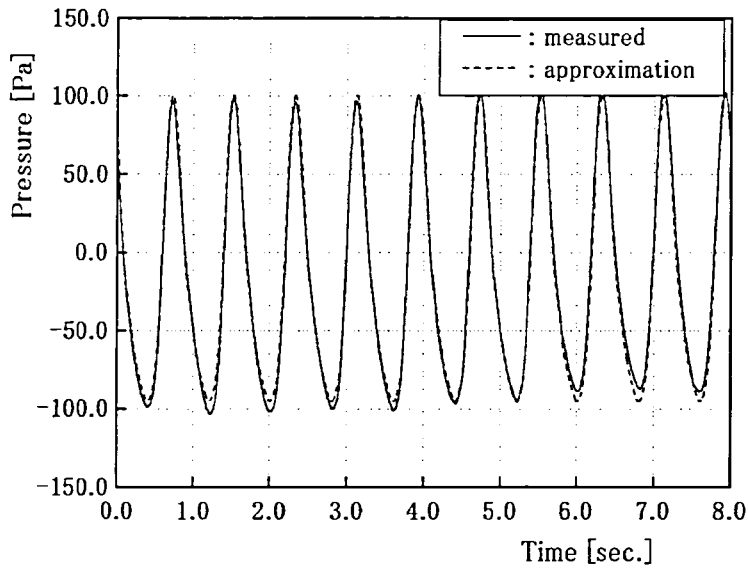


Fig.4.3(n) Time historical data of pressure at 50.0cm

Table4.1(n) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$1.761D + 01$
1	$9.123D + 01$
2	$2.630D + 01$
3	$5.601D + 00$
4	$5.195D - 01$
5	$1.684D + 00$

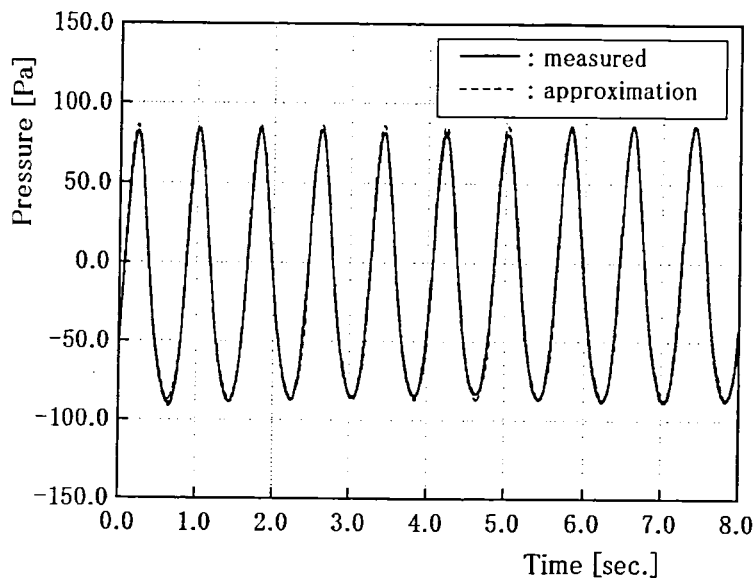


Fig.4.3(o) Time historical data of pressure at 80.0cm

Table 4.1(o) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$1.484D + 01$
1	$8.488D + 01$
2	$1.588D + 01$
3	$9.506D - 01$
4	$1.428D + 00$
5	$1.449D + 00$

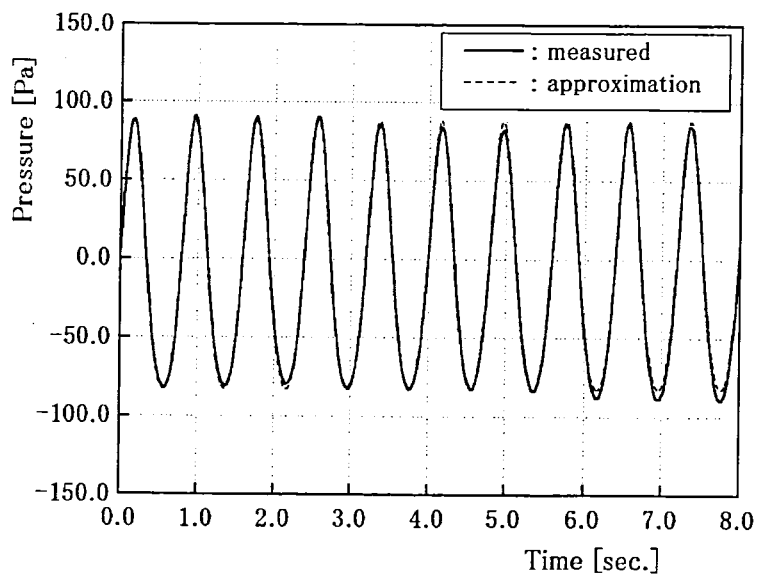


Fig.4.3(p) Time historical data of pressure at 85.0cm

Table4.1(p) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	$9.634D + 00$
1	$8.490D + 01$
2	$1.215D + 01$
3	$5.738D - 01$
4	$1.620D - 01$
5	$1.425D - 01$

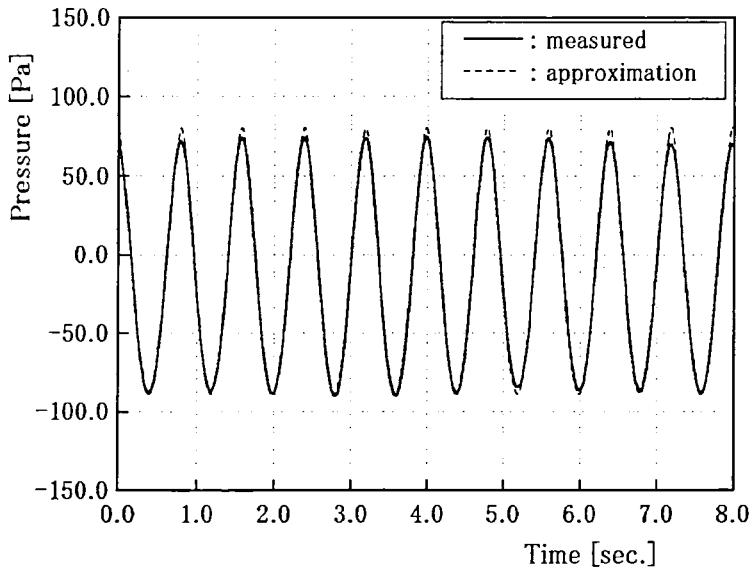


Fig.4.3(q) Time historical data of pressure at 115.0cm

Table4.1(q) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	1.170D + 01
1	8.167D + 01
2	5.952D + 00
3	1.713D + 00
4	1.630D + 00
5	1.749D + 00

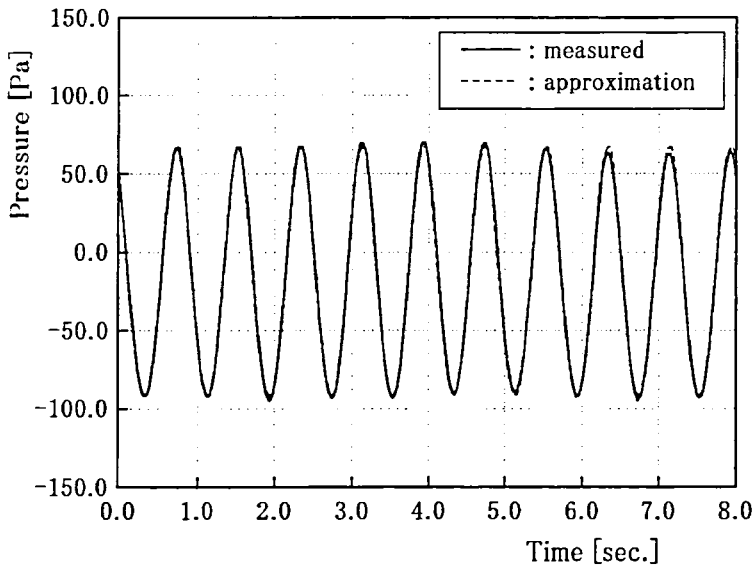


Fig.4.3(r) Time historical data of pressure at 120.0cm

Table4.1(r) Fourier coefficient

n	$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$
0	1.532D + 01
1	7.965D + 01
2	3.621D + 00
3	1.368D + 00
4	9.771D - 01
5	1.335D + 00

Fig.4.4は、フーリエ解析によって求めた圧力の定常成分値(時間平均値)を計測位置軸上にプロットしたものである。同一計測点での圧力の計測値にかなりのばらつきがあるが、これはガラスビーズが圧力計の上に堆積することを完全には防げなかったためと考えられる。

また、波の駆け上がり点付近で負の値となっているが、これは波の周期変動によって圧力計が外気にさらされた時の大気圧変動による計測誤差と考える。

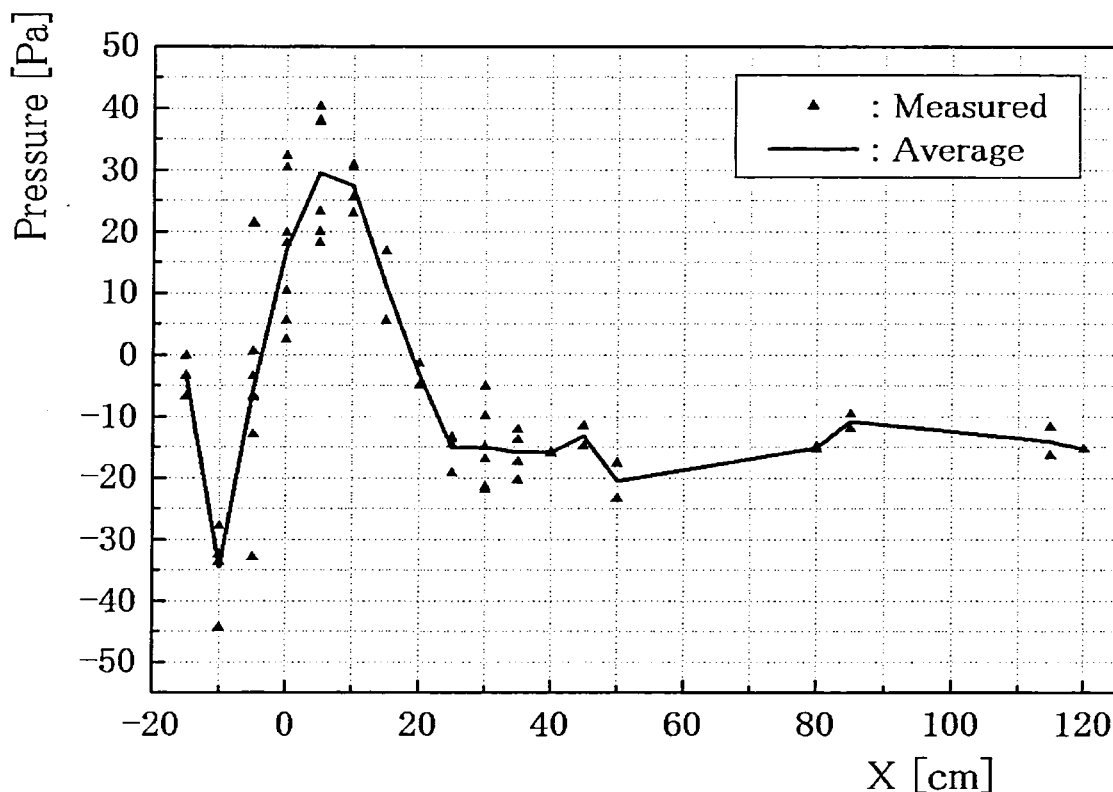


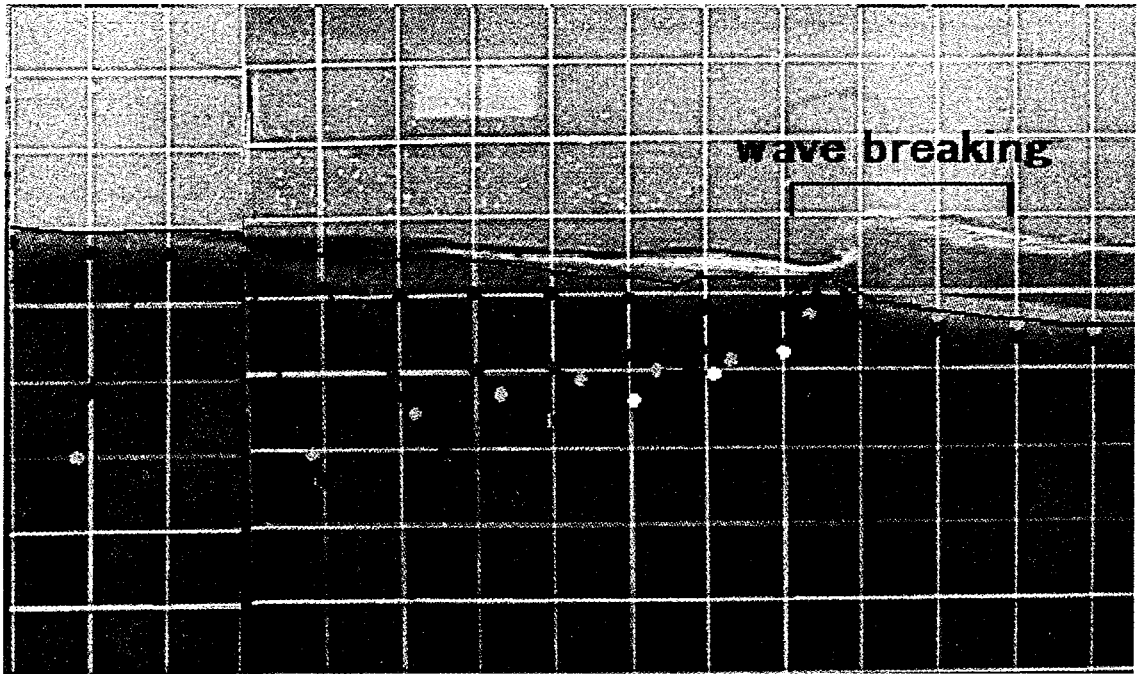
Fig.4.4 Pressure distribution on the sea-bed surface

前章の可視化実験による浸透水挙動と水底表面圧力分布の関係を対比させるために Fig.4.5 上図に浸透流れの画像を、下図に圧力の時間平均値と計測位置を合わせて示した。

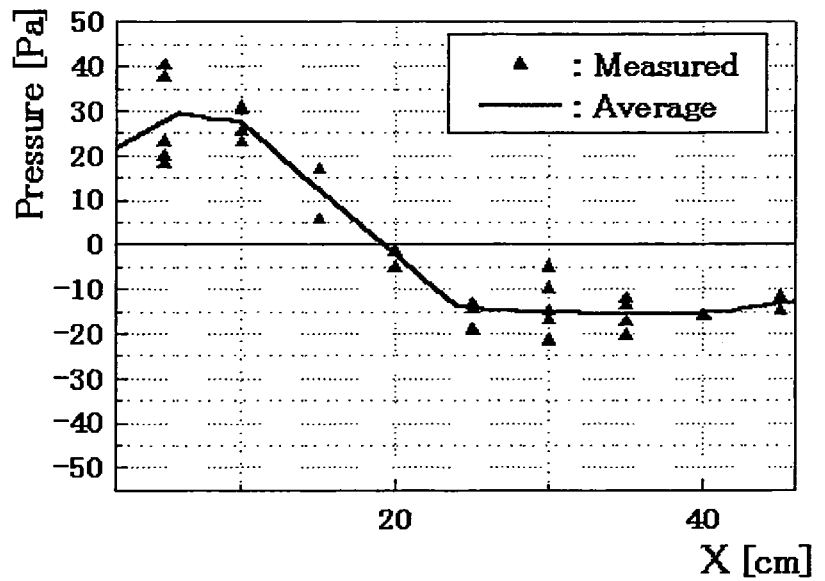
Fig.4.5 から明らかなように、波の駆け上がり点付近には比較的強い正の定常圧力が分布しており、これが海水を海浜中へ浸透させる駆動力となっていると考えられる。一方、砕波点付近から沖側には負の定常圧力が分布しており、これが海浜中の浸透水を海水中へ戻す駆動力となっていると考えられる。

また、計測位置 25cm 付近に定常圧力分布の変曲点が見られるが、この付近に海水が海浜中へと浸透して行く source の分布と海水が海中へと戻る sink の分布の境界点があることがわかる。

今回の圧力計測実験を通して、浸透流れと海浜における非線形波動現象によって生じる定常圧力分布とは密接な関係にあることが分かった。



(a)



(b)

Fig.4.5 Pressure distribution on sea-bed

第5章 Wave Set-Up , Set-Down

次に、前章の圧力計測実験で得られた海浜表面の定常圧力分布に関して、波の非線形性を考慮した理論的な考察を行う。

沖合いから緩やかな海浜へと押し寄せてきた波は、深海域から浅海域へと進入する際に水深の影響を受けて徐々に変形し、やがて砕波するが、この砕波現象の影響で、砕波点を境とした波上側と波下側でそれぞれ平均水位の上昇、低下が発生することが知られている。

Longuet-Higginsら³⁾は、Radiation Stressのうねりの進行方向と運動量の時間変化がバランスを保つことから平均水位の変化を説明している。

5.1 Radiation Stress

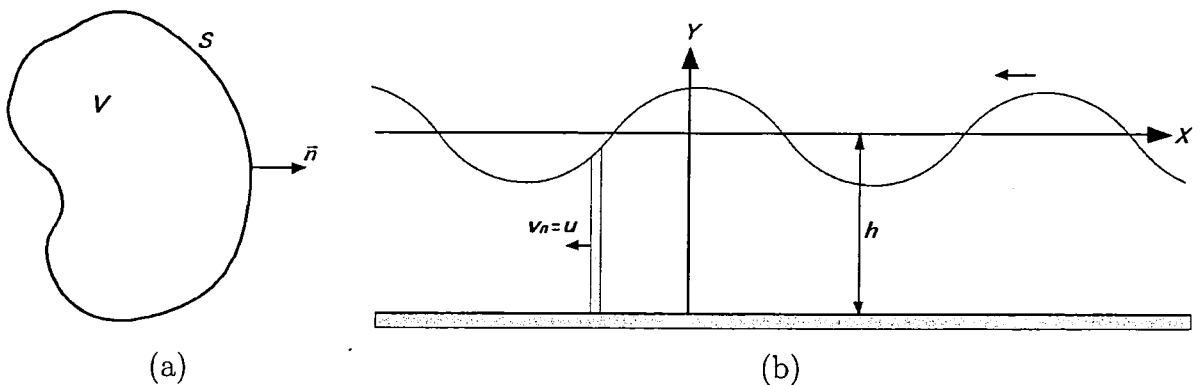


Fig.5.1 Coordinate system

Fig.5.1(a)のように境界 S で囲まれた閉鎖領域 V を考える。

この領域内の単位時間あたりの運動量の変化を考えると次式の流体に適用した運動量の法則を得ることができる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho v dV + \iint_S \rho v \cdot v_n ds + \iint_S p n dS = K \quad (5.1)$$

where

$$\begin{cases} p & : \text{圧力} \\ \mathbf{n} & : \text{境界外向き法線ベクトル} \\ v_n & : \text{流体粒子速度の法線方向成分} \\ \mathbf{K} & : \text{外力項} \end{cases}$$

ここでFig.5.1(b) に示すような水深 h の二次元波動場を考え、 x 軸に垂直な検査面を通る運動量の変化を考える。

$v_n = u$ であることに注意すると (5.1) 式より

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_S \rho u dS + \int_{-h}^{\zeta} \rho u^2 + \int_{-h}^{\zeta} p dy = 0 \quad (5.2)$$

となり、さらに単位長さあたりの運動量の変化は

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\zeta} \rho u dy + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\zeta} (p + \rho u^2) dy = 0 \quad (5.3)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} \int_{-h}^{\zeta} \rho u dy &= P \\ \int_{-h}^{\zeta} (p + \rho u^2) dy &= Q \end{aligned} \right\} \quad (5.4)$$

とおくと、(5.3)、(5.4) 式より

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad (5.5)$$

(5.5) 式中の P, Q は、それぞれ領域内の流体のもつ運動量、運動量フラックスを表すことがわかる。

Fig.5.1(b) の座標系において、 x 軸の負の方向へと進行する振幅 a の二次元波を考える。この時の速度ポテンシャルは、

$$\begin{aligned} \phi(x, y; t) &= -\frac{ga \cosh\{k(h+y)\}}{\omega \cosh(kh)} \sin(kx + \omega t) \\ &= -\frac{a\omega \cosh\{k(h+y)\}}{k \sinh(kh)} \sin(kx + \omega t) \end{aligned} \quad (5.6)$$

と書け (Appendix B 参照)、(5.6) 式より次の (5.7) 式が求まる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial t} &= -\frac{a\omega^2 \cosh k(h+y)}{k \sinh(kh)} \cos(kx + \omega t) \\ \frac{\partial \phi}{\partial x} &= -\frac{a\omega \cosh k(h+y)}{\sinh(kh)} \cos(kx + \omega t) \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} &= -\frac{a\omega \sinh k(h+y)}{\sinh(kh)} \sin(kx + \omega t) \end{aligned} \right\} \quad (5.7)$$

次に任意の水深における圧力 p を求める。Bernoulli の定理より

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + gy + \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 + \frac{p}{\rho} = C(t) \quad (5.8)$$

($C(t)$: 時間に依存する積分定数)

(5.8)式より任意の水深における圧力 p を示すと、

$$p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} - \rho g y - \frac{1}{2} \rho \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right\} \quad (5.9)$$

以上のことを用いて Fig.5.1(b) に示す領域での運動量フラックス Q を考える。

波動運動の場合時間平均を考えるべきであるので Q の時間平均を \bar{Q} とすると、

$$\bar{Q} = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{-h}^{\zeta} (\rho u^2 + p) dy dt \quad (5.10)$$

(5.10)式右辺の第一項 \bar{Q}_1 を考える。

まず、

$$\begin{aligned} \rho u^2 &= \rho \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 = \rho \frac{a\omega^2 \cosh^2 k(h+y)}{\sinh^2(kh)} \cos^2(kx + \omega t) \\ &= \rho a^2 k g \frac{1}{\cosh(kh) \sinh(kh)} \frac{1 + \cosh 2k(h+x)}{2} \cos^2(kx + \omega t) \end{aligned} \quad (5.11)$$

また

$$\frac{1}{T} \int_0^T \cos^2 \theta dt = \frac{1}{T} \int_0^T \sin^2 \theta dt = \frac{1}{2} \quad (5.12)$$

(5.11)、(5.12)式より次式が求まる。

$$\begin{aligned} \bar{Q}_1 &= \frac{1}{2} \rho g k a^2 \frac{2}{\sinh(2kh)} \int_{-h}^{\zeta} \frac{1 + \cosh 2k(h+y)}{2} dy \\ &\simeq \rho g a^2 \left[\frac{1}{4} + \frac{kh}{2 \sinh(2kh)} \right] \end{aligned} \quad (5.13)$$

次に(5.10)式右辺の第二項 \bar{Q}_2 を考える。

$$\bar{Q}_2 = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{-h}^{\zeta} p dy dt \quad (5.14)$$

(5.14)式中の p は(5.9)式で表わされる。以上のことから \bar{Q}_2 を求めると、

$$\bar{Q}_2 \simeq \frac{1}{4} \rho g a^2 \frac{2kh}{\sinh(2kh)} + \frac{1}{2} \rho g h^2 \quad (5.15)$$

(5.13)、(5.15)式より次式が求まる。

$$\bar{Q} = \bar{Q}_1 + \bar{Q}_2 = \frac{1}{4} \rho g a^2 + \frac{kh}{\sinh(2kh)} + \frac{1}{2} \rho g h^2 \quad (5.16)$$

さらにこの時の波の群速度は

$$\begin{aligned} c_g &= \frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{2} \left[\frac{\omega}{k} + \frac{\omega}{k} \frac{2kh}{\sinh(kh)} \right] \\ &= \frac{c}{2} \left[1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right] \end{aligned} \quad (5.17)$$

で与えられることから、次式が求まる。

$$\bar{Q} = \frac{1}{2}\rho g a^2 \left(\frac{2c_g}{c} - \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2}\rho g h^2 \quad (5.18)$$

この \bar{Q} から、静水圧 $\rho g h^2/2$ を差し引いた運動量フラックスの余剰を Radiation Stress として定義する。単位長さの波のもつエネルギーは $E = \rho g a^2/2$ であることを考慮すると、Radiation Stress (S_{xx})は(5.19)式のように書ける。

$$S_{xx} = E \left(\frac{2c_g}{c} - \frac{1}{2} \right) \quad (5.19)$$

さらに浅海域 ($kh \rightarrow 0$) の場合、 $\sinh(kh) \rightarrow kh$ となり、 $c_g \simeq c$ となることから、浅海域における Radiation Stress (S_{xx})は(5.20)式で定義できる。

$$S_{xx} = \frac{3}{2}E = \frac{3}{4}\rho g a^2 \quad (5.20)$$

5.2 Radiation Stress と平均水位の変化との関係

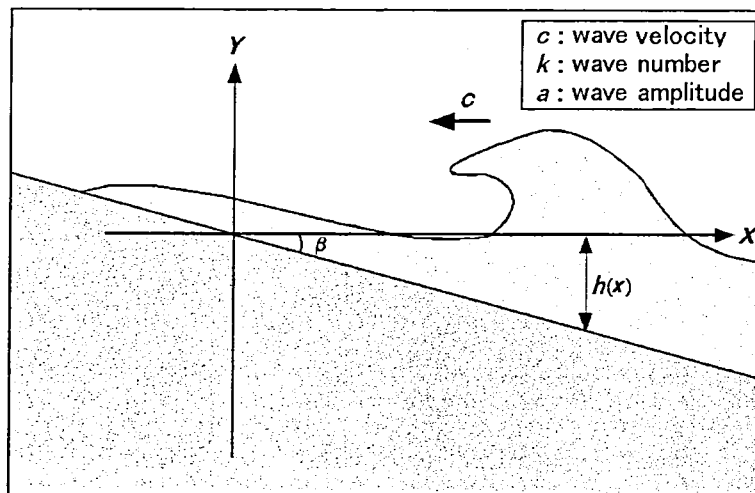


Fig.5.2 Coordinate system for wave set-up , set-down

次に、前節で示した Radiation Stress と、平均水位の変化との関係を示す。

Fig.5.2のように、波が海岸線に垂直に入射する場合を考える。但し前提として海浜の傾斜は緩やかで、砕波によるエネルギーの減衰や改定での波の反射等はないものとする。

ここでFig.5.3に示している自由表面 ζ 、水底及び $x, x + dx$ を通る静水面に垂直な直線とで囲まれた領域の運動量の平衡を考える。

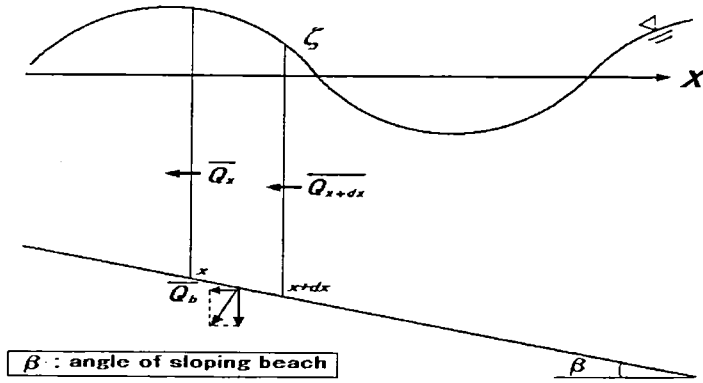


Fig.5.3 Momentum flux

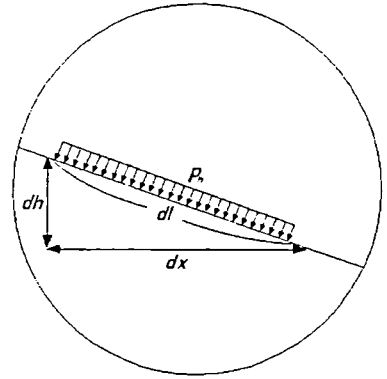


Fig.5.4 Schematic view of sea-bed

位置 x , $x + dx$ での運動量フラックスを \overline{Q}_x , \overline{Q}_{x+dx} 、Fig.5.4に示すような長さ dl の海底での運動量フラックスの x 成分を \overline{Q}_b とすると海底 dl の部分には水圧 $\overline{p}_h dl$ が働くと考えられるので、

$$\left. \begin{aligned} \overline{Q}_x &= S_{xx} + \frac{1}{2} \rho g (h + \bar{\zeta})^2 \\ \overline{Q}_{x+dx} &= S_{xx} + \frac{1}{2} \rho g (h + \bar{\zeta})^2 + \frac{d}{dx} \left\{ S_{xx} + \frac{1}{2} \rho g (h + \bar{\zeta})^2 \right\} dx \\ \overline{Q}_b &= -\overline{p}_h dl \frac{dh}{dl} = -\overline{p}_h dh \\ \overline{p}_h &= \rho g (\bar{\zeta} + h) \end{aligned} \right\} \quad (5.21)$$

となる。ここで運動量の定理より、

$$\frac{\overline{Q}_{x+dx} - \overline{Q}_x}{dx} = -\frac{\overline{Q}_b}{dx} \quad (5.22)$$

が成立するので、(5.21)、(5.22)式より、

$$\frac{d}{dx} \left\{ S_{xx} + \frac{1}{2} \rho g (h + \bar{\zeta})^2 \right\} dx = \overline{p}_h dh \quad (5.23)$$

(5.23)式を変形していくと、最終的に次式を得る。

$$\frac{dS_{xx}}{dx} + \rho g (h + \bar{\zeta}) \frac{d\bar{\zeta}}{dx} = 0 \quad (5.24)$$

$h \gg \zeta$ とすると

$$\frac{dS_{xx}}{dx} + \rho g h \frac{d\bar{\zeta}}{dx} = 0 \quad (5.25)$$

(5.25)式より、 S_{xx} が増加すると平均水位は減少し、 S_{xx} が減少すると平均水位は上昇することがわかる。

この(5.25)式を解くことにより平均水位の変化が求まることになる。

5.3 Wave Set-Up

次に、砕波点より波下側において発生する wave set-up の表示式を導く。
浅海域での Radiation Stress は (5.20) 式で与えられる。

$$S_{xx} = \frac{3}{2}E = \frac{3}{4}\rho g a^2 \quad (5.26)$$

Bowen⁴⁾は砕波後の波振幅は水深と一次式の関係があると仮定した。

つまり、 $a = \alpha h$ と置くと、(5.26) 式を考慮する事により、(5.25) 式を (5.27) 式のように変形できる。

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\zeta}}{dx} &= -\frac{1}{\rho g h} \frac{dS_{xx}}{dx} \\ &= -\frac{1}{\rho g h} \frac{3}{4} \rho g \alpha^2 \frac{dh^2}{dx} \\ &= -\frac{3}{2} \alpha^2 \tan \beta \end{aligned} \quad (5.27)$$

(5.27) 式より平均水位の上昇は海岸の勾配に比例することがわかる。

Munk⁵⁾は砕波振幅と水深の関係として $2a/h (= 2\alpha) = 0.78$ を提案している。これを用いると、(5.27) 式を (5.28) 式のように書きかえることができる。

$$\frac{d\bar{\zeta}}{dx} = -0.23 \tan \beta \quad (5.28)$$

この値の妥当性については、実験により確かめられており、砕波点付近を除き良い一致を示している。

5.4 Wave Set-Down

傾斜がゆるやかであり、エネルギーの流れは一定であると仮定すると、 $E \cdot c_g = \text{const.}$ と書くことができる。これを F とおくと、(5.19) 式を次式のように書き改める事ができる。

$$S_{xx} = F \left(\frac{2}{c} - \frac{1}{2c_g} \right) \quad (5.29)$$

と書きかえることができる。

さらに

$$c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad \frac{\partial k}{\partial \omega^2} = \frac{\partial k}{\partial \omega} \frac{\partial \omega}{\partial \omega^2} = \frac{1}{2\omega} \frac{\partial k}{\partial \omega} \quad (5.30)$$

を用いて (5.29) 式を変形すると、

$$S_{xx} = \omega F \left\{ \frac{2k}{\omega^2} - \left(\frac{\partial k}{\partial \omega^2} \right) \right\} \quad (5.31)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} kh &= \xi \\ k_0 h &= \eta \end{aligned} \right\} \quad (5.32)$$

とおく (但し $k_0 = \omega^2/g$)。すると分散関係式 $\omega^2 = kg \tanh(kh)$ は、

$$\eta = \tanh \xi \quad (5.33)$$

となる。また一定水深 h に対して

$$\frac{\partial k}{\partial \omega^2} = \frac{\partial(\xi/h)}{\partial(\eta g/h)} = \frac{1}{g} \frac{\partial \xi}{\partial \eta} \quad (5.34)$$

(5.31)、(5.32)、(5.34) 式より、

$$S_{xx} = \frac{\omega F}{g} \left(\frac{2\xi}{\eta} - \frac{d\xi}{d\eta} \right) \quad (5.35)$$

ここで、 h は x だけの関数であるので ξ 、 η も x のみの関数である。よって、

$$d\bar{\zeta} = -\frac{1}{\rho g h} dS_{xx} = \frac{\omega^3 F}{\rho g^3 \eta} d \left\{ \frac{d\xi}{d\eta} - \frac{2\xi}{\eta} \right\} \quad (5.36)$$

を得る。この (5.36) 式を積分すると次式を得る。

$$\bar{\zeta} = \frac{\omega^3 F}{\rho g^3} \frac{d}{d\eta} (\coth \xi) \quad (5.37)$$

ここで、

$$F = E \cdot c_g = \frac{E \cdot g}{2\omega} \frac{d\eta}{d\xi} \quad (5.38)$$

(5.37)、(5.38) 式より

$$\begin{aligned} \bar{\zeta} &= \frac{\omega^2 E}{2\rho g^2} \frac{d}{d\xi} (\coth \xi) \\ &= -\frac{a^2 k \tanh(kh)}{4 \sinh^2(kh)} \\ &= -\frac{a^2}{2} \frac{k}{\sinh(2kh)} \end{aligned} \quad (5.39)$$

また、(5.39) 式は入射波の深海域での波振幅 a_0 を用いて書き直しておいたほうが都合がよいので表示し直す。

$$F = E \cdot c_g = \frac{1}{2} \rho g a_0^2 \frac{g}{2\omega} \quad (5.40)$$

この (5.40) 式及び (5.37) 式を用いると次式が導かれる。

$$\bar{\zeta} = -ka_0^2 \frac{\coth^2(kh)}{4\{kh + \sinh(kh) \cosh(kh)\}} \quad (5.41)$$

5.5 圧力計測実験の結果との比較

以上のようにして導かれた平均水位の変化から、水頭圧を考慮して得られる圧力は以下の式で計算される。

$$\bar{\zeta} = 1.0\text{cm の水頭圧} \approx 98[\text{Pa}] \quad (5.42)$$

$$1.0[\text{gf}/\text{cm}^2] = 10.0\text{g}[\text{Pa}] \quad (5.43)$$

(5.42)式によって得られた水位の圧力分布と圧力計測実験の結果との比較を Fig.5.5 に示す。

ただし、wave set-up と set-down との境界は砕波点であるが、解析的に砕波点を求めることが現段階では困難なため、実験によって観察された砕波点を採用した。

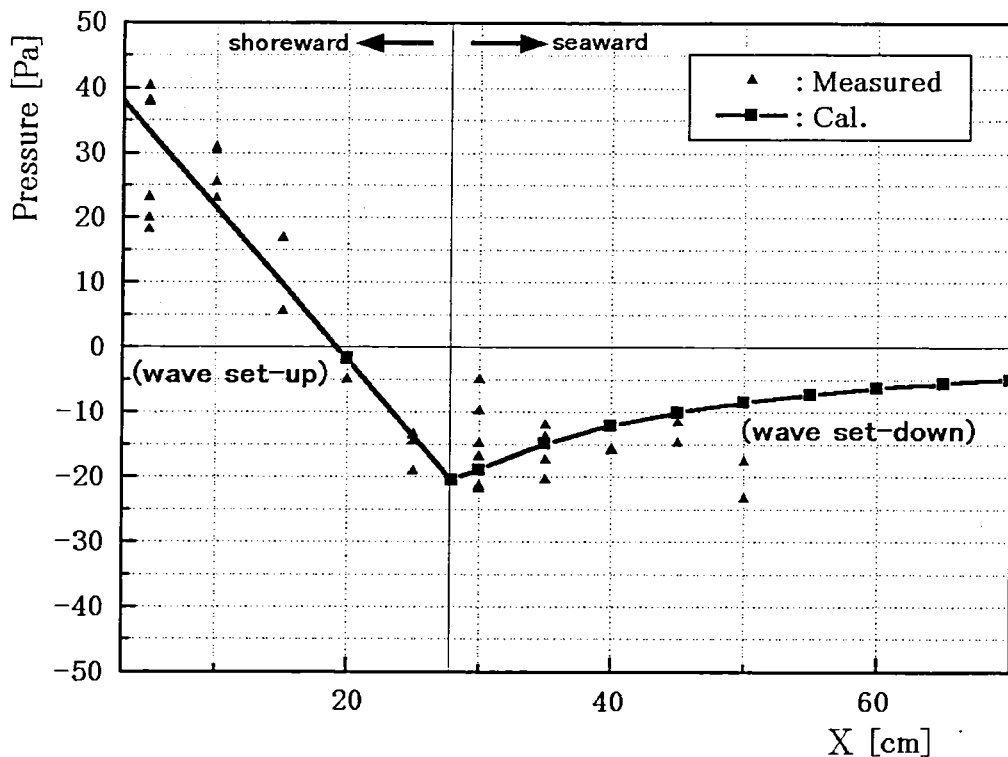


Fig.5.5 Pressure distribution on the sea-bed surface

Fig.5.5 から砕波域における非線形波動現象による平均水位の変化 (wave set-up , set-down) を考慮した圧力分布と実験値とはよい一致を示していることが分かる。以上のことから波による海浜表面の圧力分布は wave set-up , set-down を用いて説明できることが分かった。

5.6 波の駆け上がり点の予測

傾斜した海岸に押し寄せてきた波が遡上して行く現象は過去に多くの人によって研究されている。特に波の打ち上げ高さを合理的に予測することは工学上非常に重要な研究であるが、入射波特性、海浜形状、また海浜を構成する物質や透水性等の多くの要素が複雑にからみあった結果に決定されると考えられ、合理的な予測は非常に困難であると考えられる。

しかし今回は、

- 1) 屋内に設置された2次元水槽中での現象
- 2) 入射波は造波機によって造られた規則波

という比較的予測しやすい条件下での現象に限定し、波の打ち上げ高さについてのアプローチを行っている。

ここで波の打ち上げ高さの定義について述べておく。一般に波の打ち上げ高さ(R_u)はFig.5.6に示すように静水面から波の最大到達点までの鉛直距離で定義されている。

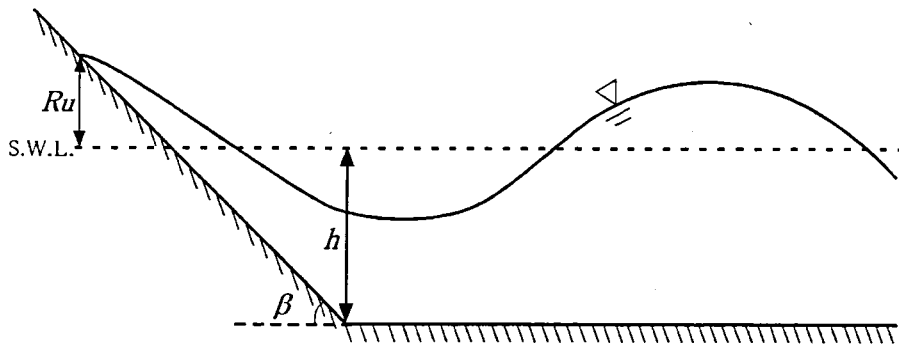


Fig.5.6 Coordinate system for wave run-up height

ただし h はのり先水深、 β は海浜の傾斜角である。

5.6.1 過去の研究

過去に Savage は一様水深中に透水性のない斜面を置いて実験を行なっている。Fig.5.7にその結果を示す。

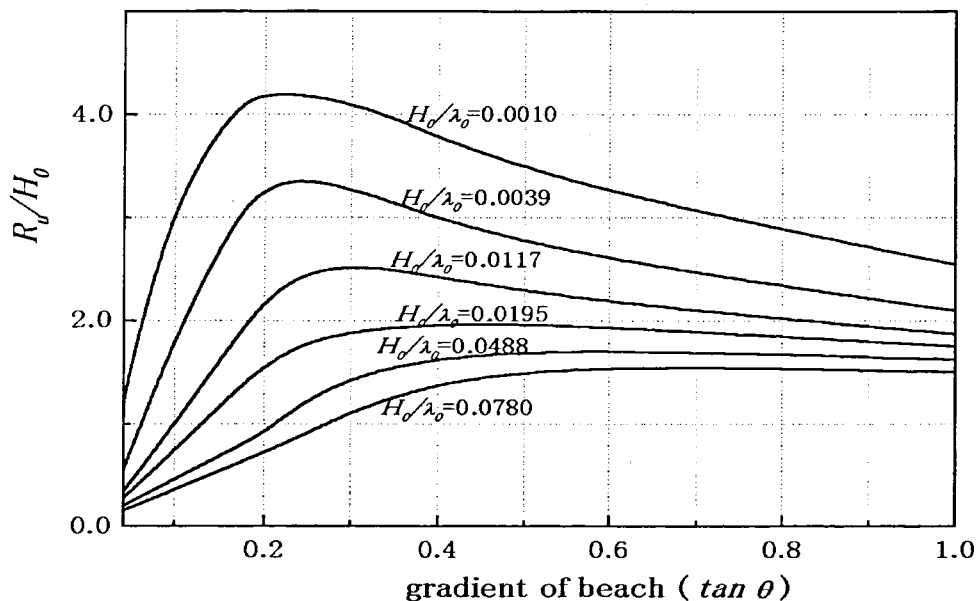


Fig.5.7 Experimental results by Savage ($h = 38\text{cm}$)

ここで H_0 は入射波の深海域での波高、 λ_0 は入射波の深海域での波長である。

一様勾配の斜面を用いての実験ではあるが、これによるとはじめのうちは斜面の勾配が大きくなると打ち上げ高さは増加するが、ある値を境目として徐々に打ち上げ高さが減少していることが分かる。

また Hunt は同様な実験を行ない、その結果から緩傾斜面上で碎波する場合の波の打ち上げ高さとして次式を提案している。

$$\frac{R_u}{H_0} = \frac{\tan \theta}{\sqrt{H_0/\lambda_0}} \quad (5.44)$$

Fig.5.8 に Savage による実験結果と (5.44) 式とを比較させたものを示す。

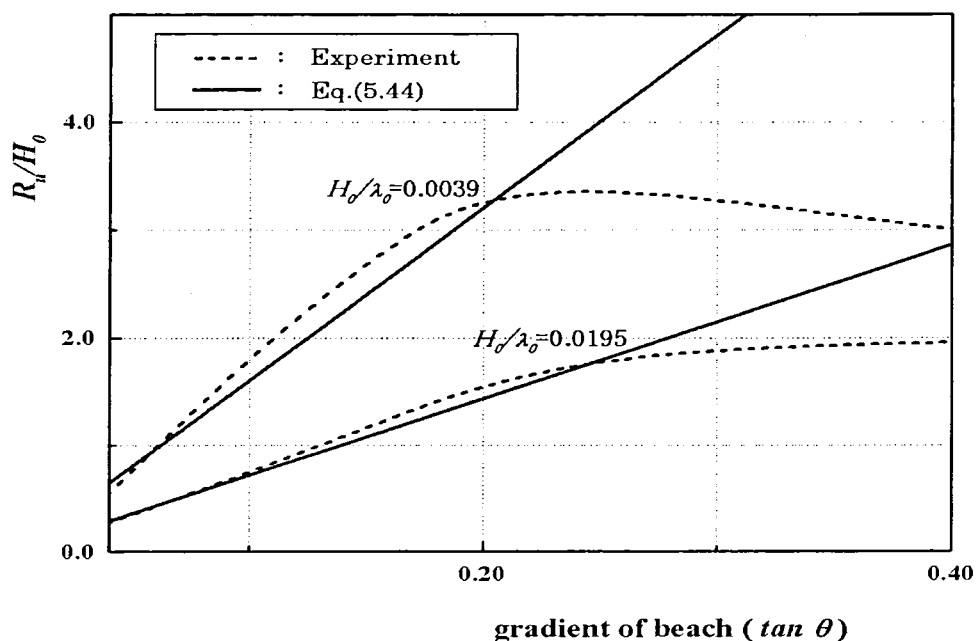


Fig.5.8 Comparison of wave run-up height ($h = 38\text{cm}$)

Fig.5.8より傾斜が比較的緩やかな場合は Hunt の推定式は、よい近似になっていることが読み取れる。

5.6.2 実験結果との比較

浸透流れの可視化実験のビデオをもとに海浜と静水面の交点から波の駆け上がり点までの水平距離を観察し、その後、海浜の傾斜角を考慮して波の打ち上げ高さを算出した。

実験結果と (5.44) 式との比較を Table 5.1 に示す。なお、実験の際に用いた水槽は流れの可視化実験及び圧力計測実験の際に用いたものと同じ物を用い、海浜の傾斜角は 6deg . とした。

Table 5.1 Experimental results of wave run-up height

	$H_0[\text{cm}]$	$T[\text{sec.}]$	$R_u[\text{cm}](\text{exp.})$	$R_u[\text{cm}](\text{eq.5.44})$
Exp.1	30.0	0.80	1.79	1.82
Exp.2	35.0	0.70	1.76	2.25
Exp.3	35.0	0.80	1.76	1.97
Exp.4	35.0	0.90	1.64	1.75
Exp.5	40.0	1.10	1.29	1.53

ここで $R_u(\text{exp.})$ 、 $R_u(\text{eq.5.44})$ はそれぞれ実験結果と (5.44) 式から求まる推定値である。

Table 5.1 の結果をみると、若干のずれはあるものの良い一致を示している。このことから (5.44) 式に示す予測方法の有効性は高いと考える。

なお、どの結果を見ても実験結果の方が小さな値になっているが、これは斜面をガラスビーズで構成したためであると考えられる。

5.7 碎波点の予測

次に wave set-up と set-down との境界である碎波点の推定方法について説明する。

沖で発生した波が海岸に近づくと、波によって誘起される水粒子の運動が海底にまで達するため、水粒子と海底との間に摩擦が働き、やがて波が前のめりとなり波頂が碎ける碎波現象が発生する。その碎波形式は大きく分けて崩れ碎波 (spilling breaker)、巻き碎波 (plunging breaker)、碎け寄せ碎波 (surging breaker) に分類されているが、どのような碎波形態をとるかは入射波の深海域での特性と海浜形状(主に海底勾配)によってほぼ決定される事が確認されている (Fig.5.9)。

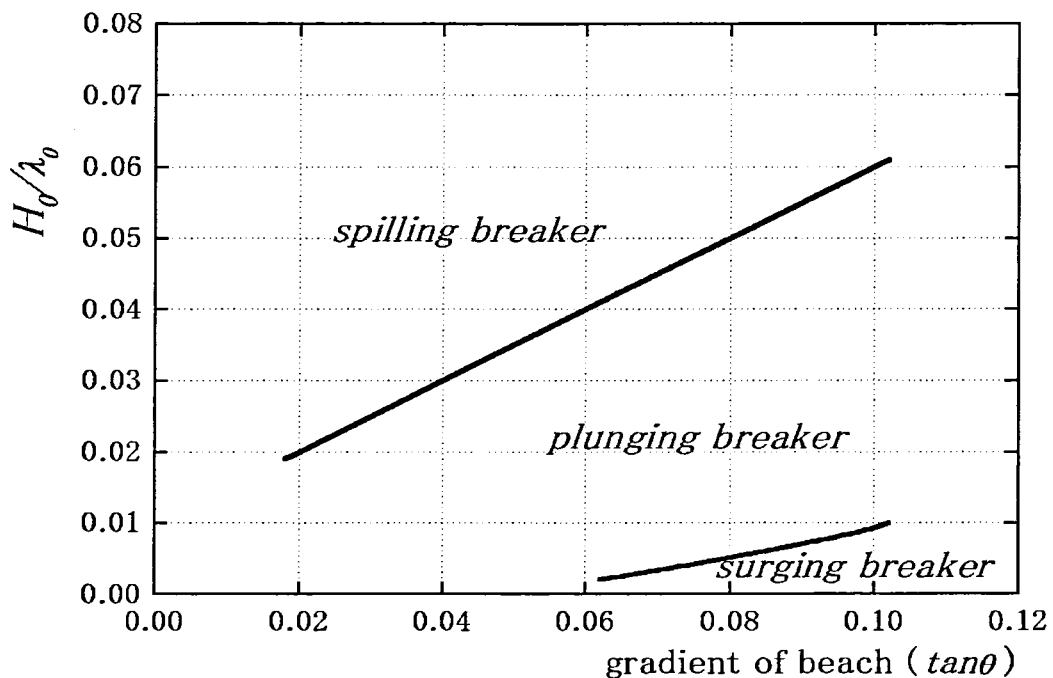


Fig.5.9 Classification of wave breaking style

またどのような条件になったら碎波が発生するかというのは、工学的に極めて重要な問題であり、最近までこの点に関して種々の試みがなされているが、いまだ明確には示されていない。

現在のところ碎波条件は波の峰の水平粒子速度 (u_c) が波速 (c_b) よりも大きくなる ($u_c \geq c_b$) と碎波するといわれているが、より実用的な碎波条件として一般に碎波波高 (H_b) と碎波水深 (h_b) が次式を満足する時に碎波が発生するとされている。

$$h_b = 1.28H_b \quad (5.45)$$

一般に碎波点についてはこのような定義がされているが、本論文中では碎波地点を wave set-up と wave set-down の境界点と定義する。

5.7.1 水深の変化による波高の変化(浅水変形)

微小振幅波の波速および波長は、水深(h)と波周期(T)を用いて次式のように表わすことが出来る。ただし subscript の 0 は深海波を表わす。

$$\lambda = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{\lambda} \quad (5.46)$$

$$\lambda_0 = \frac{gT^2}{2\pi} \quad (5.47)$$

$$c = \frac{gT}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{\lambda} \quad (5.48)$$

$$c_0 = \frac{gT}{2\pi} \quad (5.49)$$

(5.46)~(5.49)式より、

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{c}{c_0} = \tanh \frac{2\pi h}{\lambda} \quad (5.50)$$

が得られる。

波はエネルギーを持っているが、大きく分けると水面が静水面を中心として上下に変位するための位置エネルギー (potential energy : E_p) と水粒子が運動することによる運動エネルギー (kinematic energy : E_k) からなっており、単位長さ、単位幅あたりの、静水面から水底までの水柱の波のもつエネルギー E は次式で表される。

$$E = E_p + E_k = \frac{1}{8}\rho g H^2 = \frac{1}{2}\rho g a^2 \quad (5.51)$$

$$E_p = E_k = \frac{E}{2} \quad (5.52)$$

この(5.51)式で表される波のエネルギーは波の進行とともに伝達されるが、その速度は波速ではなく群速度 (group velocity : c_g) と呼ばれる速度で伝達される。

$$\bar{W} = E c_g \quad (5.53)$$

$$c_g = \frac{c}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (5.54)$$

ここで \bar{W} は単位面積当たりの波のもつエネルギーの時間平均である。一般に群速度と波速との比は下記のように n で表す。

$$n = \frac{c_g}{c} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (5.55)$$

(5.55)式から分かるように、 n は深海域で $1/2$ 、長波では 1 となり、浅海域ではその中間の値を取るため、長波のとき以外は群速度は個々の波の速度より遅い。

ここでエネルギーの損失はないものとする、単位幅・単位時間あたりに輸送される波のエネルギーは一定であると考えられ、

$$Ec_g = nEc = const. \quad (5.56)$$

となる。深海域では $n = 1/2$ であることから

$$\frac{1}{2} \frac{\rho g H_0^2}{8} c_0 = n \frac{\rho g H^2}{8} c \quad (5.57)$$

このことから最終的に次の関係式を得ることができる。

$$\frac{H}{H_0} = \sqrt{\frac{1}{2n} \frac{c_0}{c}} = \left[\tanh \frac{2\pi h}{\lambda} \left\{ 1 + \frac{4\pi h/\lambda}{\sinh(4\pi h/\lambda)} \right\} \right]^{-1/2} \quad (5.58)$$

5.7.2 碎波点の推定式

(5.45)式の関係式を満足するような h 、すなわち碎波水深を (5.58) 式より求め、実験で計測した碎波点と比較したところ、計測地点と推定式からとまった地点との間には相違があった。

その原因を、碎波点の定義の違いによるものだと考え、次に (5.45) 式に示す碎波波高と碎波水深との比を表わす係数を変化させ、理論上の推定地点と実際の現象が発生する地点の誤差が最小になる最適値をニュートン法を用いてもとめた。

(5.45)式の関係式を最適値を用いて書き改めたものを (5.59) 式に、計測結果と計算結果との比較を Table 5.2 に示す。ただし Table 5.2 中では、海浜と静水面との交点を原点としたときの水平距離 (h_{bx}) で、碎波地点を示しており、 $h_{bx}(cal.1)$ が $h_b = 1.28H_b$ のときの計算結果、 $h_{bx}(cal.2)$ が $h_b = 0.88H_b$ のときの計算結果である。

$$h_b = 0.88H_b \quad (5.59)$$

Table 5.2 Comparison of measured and calculated wave breaking point

	H_0 [mm]	T [sec.]	$h_{bx}(\text{exp.})$ [cm]	$h_{bx}(\text{cal.1})$ [cm]	$h_{bx}(\text{cal.2})$ [cm]
Exp.1	30.0	0.60	23.8	35.7	25.8
Exp.2	30.0	0.80	29.8	38.7	28.3
Exp.3	35.0	0.70	29.8	42.5	30.9
Exp.4	35.0	0.90	29.2	45.8	33.5
Exp.5	40.0	0.80	37.8	49.5	36.0
Exp.6	40.0	1.10	39.8	54.7	40.1
Exp.7	45.0	1.00	41.0	58.5	42.8
Exp.8	45.0	1.00	40.6	58.5	42.8
Exp.9	45.0	1.20	49.3	62.1	45.6

Table 5.2に示す結果を見ると、計測地点と推定地点は良い一致を示していることが分かる。このことから今回示した推定法の有効性は高いと考える。

第6章 浸透現象の数値シミュレーション

前章で、海浜内の浸透流れと密接な関係にある海浜表面の圧力分布は、wave set-up , set-down を用いて説明できる事を示した。

次に、wave set-up , set-down により与えられる海浜表面での圧力分布を用いて海浜内の浸透現象の数値シミュレーションを行う。

本章ではまず、海浜中のような多孔質中の流れを規定する Darcy 則について説明する。次に、境界値問題の定式化を行い、本論文中で用いた計算方法について記述する。そして、計算結果と流れの可視化実験により得られた結果との比較及び検討を行う。さらに海浜の傾斜角、入射波特性を変化させたシリーズ計算を行い、海浜形状と海水循環現象、波特性と浸透現象との関係についての考察を行う。最後に境界条件を変えた計算を行い、実験水槽の水底や側壁等の不浸透面が浸透現象に与える影響について調査する。

6.1 Darcy 則

海浜中のような多孔質中の流れは、基本的にナビエ・ストークスの方程式 (Navier-Stokes' Equation) に従うと考えられる。しかし多孔質中の流れにおいてナビエ・ストークスの方程式を解こうとすると、計算領域のモデルが非常に複雑になるため扱いづらい。そこで本研究中では、多孔質中を流れる流体の空間平均流速が、流体に作用する圧力勾配に比例すると近似する Darcy 則で流れを規定した。

ナビエ・ストークスの方程式は、理想流体の運動を規定する基本式であるオイラーの運動方程式に粘性項を加えたものであり、粘性を考慮した流体運動を規定する運動方程式である。ここでは、海浜中の流れの速度変動が音の伝播速度よりも十分小さいと考えられる事から、非圧縮性流体におけるナビエ・ストークスの方程式を考える。また、本研究中の浸透流れは2次元的な現象と考える事ができるため、流れは2次元であるとする。

以上の仮定のもとに、Darcy 則について以下にまとめる。

非圧縮性流体のナビエ・ストークスの方程式は、(6.1) 式のように記述できる。

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \mathbf{K} + \nu\nabla^2\mathbf{u} \quad (6.1)$$

$$(6.2)$$

ここで \mathbf{u} は流速(u, v)、 \mathbf{K} は外力(X, Y)で、 u, v 及び X, Y はそれぞれ水平方向、鉛直方向の流速及び外力であり、 ν は動粘性係数、 p は圧力、 ρ は流体密度である。

また、

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} \quad (6.3)$$

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \quad (6.4)$$

である。

この(6.1)式を、鉛直方向、水平方向成分にそれぞれ分解して書き直すと(6.5)式で表示できる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + X + \nu \nabla^2 u \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + Y + \nu \nabla^2 v \end{aligned} \right\} \quad (6.5)$$

(6.5)式において、左辺の慣性力の項は微小であるとみなし、 $\mathbf{K} = (X, Y) = (0, -g)$ である事を考慮すると、(6.6)式のように書く事ができる。ただし g は重力加速度である。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - g + \nu \nabla^2 v \end{aligned} \right\} \quad (6.6)$$

この(6.6)式は、定常流の場合には、(6.7)式のように書き換えられる。

$$\left. \begin{aligned} \nu \nabla^2 u &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \nu \nabla^2 v &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (\rho g y + p) \end{aligned} \right\} \quad (6.7)$$

(6.7)式右辺の圧力項は線形である。そこで、左辺の粘性項は対流慣性項や乱れによって生じる2次の効果がほとんどないと考え、(6.8)式のように線形近似する。

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 u &= -\frac{\rho g}{\mu} \cdot \frac{\bar{u}}{k} \\ \nabla^2 v &= -\frac{\rho g}{\mu} \cdot \frac{\bar{v}}{k} \end{aligned} \right\} \quad (6.8)$$

ただし、 k は実験的に求まる $[L^2]$ の次元を持つ透水係数、 μ は粘性係数、 \bar{u} 、 \bar{v} はそれぞれ x 、 y 方向の空間平均かつ時間平均流速である。

この \bar{u} 、 \bar{v} は式で表示すると次式のようなになる。ただし、 Δx 及び Δy は多孔質媒体の基準とする面積 ΔS におけるそれぞれ x 方向及び y 方向の長さであり、 $\Delta S = \Delta x \Delta y$ である。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u} &= \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{\Delta x \Delta y \Delta z} \iint_{\Delta x \Delta y \Delta z} u dx dy dt \\ \bar{v} &= \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{\Delta x \Delta y \Delta z} \iint_{\Delta x \Delta y \Delta z} v dx dy dt \end{aligned} \right\} \quad (6.9)$$

(6.7)、(6.8)式より、浸透流れは(6.10)式のDarcy則に帰着できる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u} &= -\frac{k}{\mu} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \\ \bar{v} &= -\frac{k}{\mu} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (6.10)$$

ただし、 \bar{P} はピエゾ水頭圧で定義される時間平均圧力

$$\bar{P} = \bar{p} + \rho g y \quad (6.11)$$

である。

このDarcy則によって規定される流れは、(6.12)式に示す非圧縮性流体における連続の方程式を満足する。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (6.12)$$

(6.10)、(6.12)式より(6.13)式の時間平均圧力 \bar{P} に関するLaplaceの方程式が導かれる。

$$\nabla^2 \bar{P} = 0 \quad (6.13)$$

6.2 境界値問題の定式化

次に浸透流れのシミュレーションに必要な境界値問題の定式化を行う。

流体は非回転の理想流体であると仮定し、Fig.6.1に示すような座標系を取る。

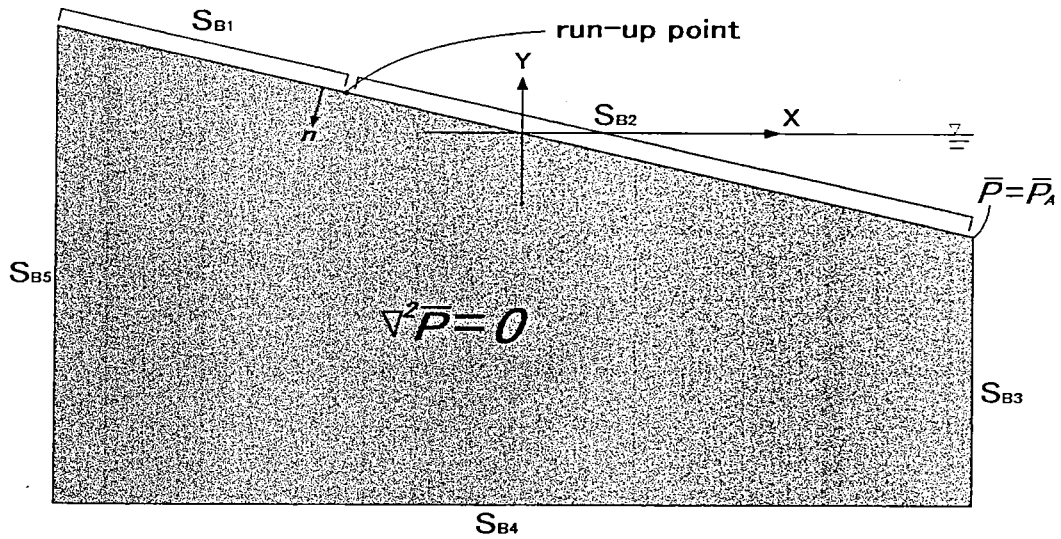


Fig.6.1 Coordinate system for computation

ただし、図中の各境界は以下に示す通りである。

- | | |
|---|-------------------------------|
| { | S_{B1} : 海浜表面 (駆け上がり点より波下側) |
| | S_{B2} : 海浜表面 (駆け上がり点より波上側) |
| | S_{B3} : 海浜中 (連続面) |
| | S_{B4} : 水底 (不浸透面) |
| | S_{B5} : 側面 (不浸透面) |

ここで海浜中における流れの速度は、前節で示した(6.14)式の Darcy 則に基づくものとする。

$$\bar{u} = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}, \quad \bar{v} = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} \quad (6.14)$$

ただし k は実験的に求まる $[L^2]$ の次元を持つ透水係数、 μ は粘性係数、 u, v はそれぞれ x, y 方向の流速である。

考える領域における流れの支配方程式は、Darcy 則と連続の方程式から得られる時間平均圧力に関する 2次元 Laplace の方程式となる。

$$[L] \quad \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial y^2} = 0 \quad (6.15)$$

考えている領域の各境界は以下の条件を満足する。

$$\left. \begin{aligned}
 [S_{B1}] \quad \frac{\partial \bar{P}}{\partial n} &= 0 \\
 [S_{B2}] \quad \text{Dirichlet B.C., given by wave set-up and set-down.} \\
 [S_{B3}] \quad \bar{P} &= \bar{P}_A \\
 [S_{B4}] \quad \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} &= 0 \\
 [S_{B5}] \quad \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} &= 0
 \end{aligned} \right\} \quad (6.16)$$

個々の境界条件は以下のことを仮定して課した。

- S_{B1}
 S_{B1} における境界条件は、境界に垂直な方向の流速がないとして、圧力の法線方向勾配を0とした。
- S_{B2}
wave set-up , set-down から得た時間平均圧力を、Dirichlet 型の境界条件として与えている。圧力はピエゾ水頭圧として与えた。
- S_{B3}
境界 S_{B2} と境界 S_{B3} との交点での圧力値を \bar{P}_A とし、その値を深さ方向に一定とした。
- S_{B4} , S_{B5}
境界は流体の流入、流出のない不浸透面のため、圧力の法線方向勾配を0とする境界条件を課した。

本研究中では、(6.16)式で表される境界条件を満足する(6.15)式の偏微分方程式の解を求めている。

6.3 支配方程式の離散化

次に前節で示した支配方程式の離散化について説明する。

本研究では数値解法として、有限差分法を用いた。一般に偏微分方程式の解法として差分法を用いる場合、Fig.6.2右図に示すような直交格子が用いられるが、本研究中ではFig.6.2左図に示すような非直交格子を用いているため、偏微分方程式を計算空間座標を用いて表現し直す座標変換が必要である。

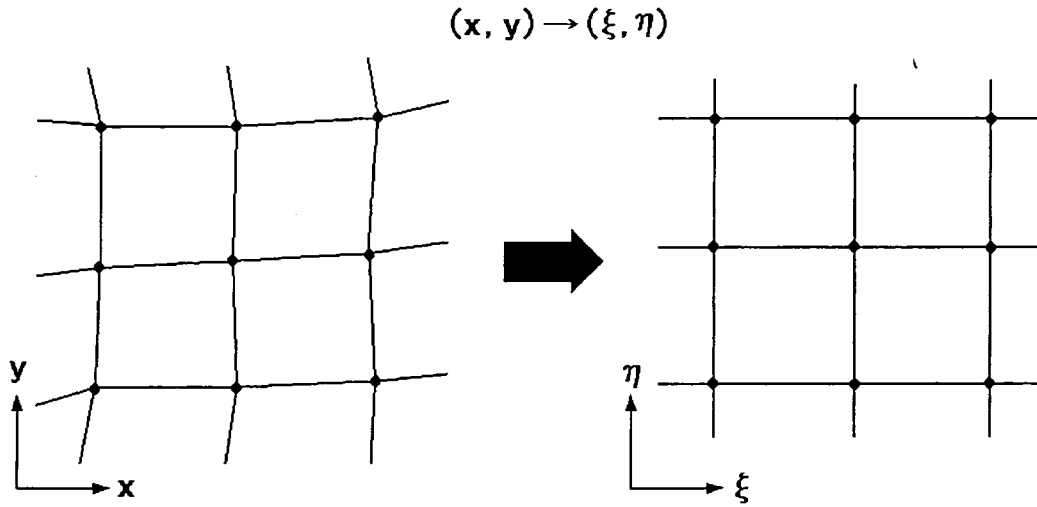


Fig.6.2 Coordinate transformation

以下に (6.17) 式の時間平均圧力に関する 2次元 Laplace の方程式の座標変換についてまとめる。

$$\frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial y^2} = 0 \quad (6.17)$$

まず、スカラー量である \bar{P} の 1 階偏微分について示す。

物理空間の変数を $x = x(\xi, \eta)$, $y = y(\xi, \eta)$ 変換後の計算空間の変数を $\xi = \xi(x, y)$, $\eta = \eta(x, y)$ とすると、Chain rule より (6.18) 式のように変換される。

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{P}}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \bar{P}}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} = \frac{\partial \bar{P}}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial y} + \frac{\partial \bar{P}}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (6.18)$$

次に \bar{P} の 2 階偏微分について示す。2 階偏微分は (6.18) 式を 2 回適用すればよい。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial x^2} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \right) \\ &= \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \bar{P}}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \bar{P}}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \bar{P}}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \bar{P}}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \\ &= \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \xi^2} + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \eta^2} + 2 \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \eta} \end{aligned} \quad (6.19)$$

同様に

$$\frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial y^2} = \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right)^2 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \xi^2} + \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right)^2 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \eta^2} + 2 \frac{\partial \xi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \eta} \quad (6.20)$$

以上のことを用いると、(6.17) 式を (6.18) 式のように表示しなおすことができる。

$$\left\{ \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right)^2 \right\} \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \xi^2} + \left\{ \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right)^2 \right\} \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \eta^2}$$

$$+2 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \xi \partial \eta} + \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial \xi} + \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial \eta} = 0 \quad (6.21)$$

この(6.21)式を差分法によって解くためには $\partial \xi / \partial x$ などの測度項 (Metric terms) を格子点の座標から求める必要があるためすべての項が ξ, η に関する微分で表現されている方が都合が良い。

$x = x(\xi, \eta)$, $y = y(\xi, \eta)$ の偏微分は、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial x} &= \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} = 1 \\ \frac{\partial x}{\partial y} &= \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial y} + \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial y}{\partial x} &= \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial y}{\partial y} &= \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial y} + \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} = 1 \end{aligned} \right\} \quad (6.22)$$

(6.22)式を連立させて解くと次式が求まる。

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{1}{J} \frac{\partial y}{\partial \eta}, \quad \frac{\partial \xi}{\partial y} = -\frac{1}{J} \frac{\partial x}{\partial \eta}, \quad \frac{\partial \eta}{\partial x} = -\frac{1}{J} \frac{\partial y}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{1}{J} \frac{\partial x}{\partial \xi} \quad (6.23)$$

where

$$J = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial y}{\partial \xi}$$

また、同様にして $\partial^2 \xi / \partial x^2$, $\partial^2 \xi / \partial y^2$ 等の項も求めることができる。

以上のようにして最終的に求まる計算空間での2次元 Laplace の方程式を以下に記す。ただし suffix は偏微分を表す。

$$\begin{aligned} \nabla^2 \bar{P} &= (\alpha \bar{P}_{\xi\xi} - 2\beta \bar{P}_{\xi\eta} + \gamma \bar{P}_{\eta\eta}) / J^2 \\ &+ [(\alpha x_{\xi\xi} - 2\beta x_{\xi\eta} + \gamma x_{\eta\eta})(y_{\xi} \bar{P}_{\eta} - y_{\eta} \bar{P}_{\xi}) + (\alpha y_{\xi\xi} - 2\beta y_{\xi\eta} + \gamma y_{\eta\eta})(x_{\eta} \bar{P}_{\xi} - x_{\xi} \bar{P}_{\eta})] / J^3 \\ &= 0 \end{aligned} \quad (6.24)$$

where

$$\alpha = x_{\eta}^2 + y_{\eta}^2, \quad \beta = x_{\xi} x_{\eta} + y_{\xi} y_{\eta}, \quad \gamma = x_{\xi}^2 + y_{\xi}^2, \quad J = x_{\xi} y_{\eta} - x_{\eta} y_{\xi}$$

(6.17)式と(6.22)式は表示形式が異なるだけで等価である。

次に支配方程式の離散化を行う。Fig6.3は格子点の配置を表している。

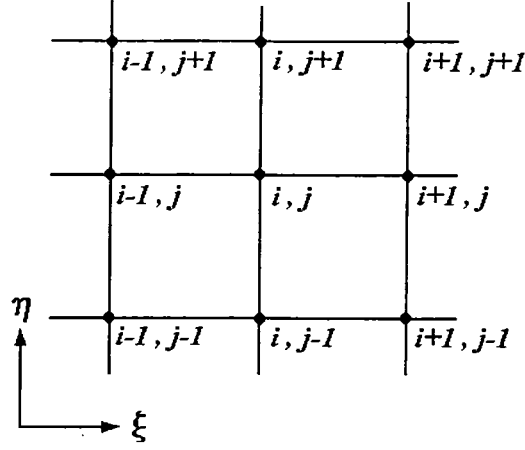


Fig.6.3 Grid points for a nine-point formula

離散化には (6.25) 式に示すような 2 次精度の空間中心差分を用いた。

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{\partial \bar{P}}{\partial \xi} &\simeq \frac{\bar{P}_{i+1,j} - \bar{P}_{i-1,j}}{2\Delta\xi} + O(\Delta\xi)^2 \\
 \frac{\partial \bar{P}}{\partial \eta} &\simeq \frac{\bar{P}_{i,j+1} - \bar{P}_{i,j-1}}{2\Delta\eta} + O(\Delta\eta)^2 \\
 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \xi^2} &\simeq \frac{\bar{P}_{i+1,j} - 2\bar{P}_{i,j} + \bar{P}_{i-1,j}}{(\Delta\xi)^2} + O(\Delta\xi)^2 \\
 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \eta^2} &\simeq \frac{\bar{P}_{i,j+1} - 2\bar{P}_{i,j} + \bar{P}_{i,j-1}}{(\Delta\eta)^2} + O(\Delta\eta)^2 \\
 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \xi \partial \eta} &\simeq \frac{\bar{P}_{i+1,j+1} - \bar{P}_{i+1,j-1} - \bar{P}_{i-1,j+1} + \bar{P}_{i-1,j-1}}{4\Delta\xi\Delta\eta} + O[(\Delta\xi)^2, (\Delta\eta)^2]
 \end{aligned} \right\} \quad (6.25)$$

$\Delta\xi = \Delta\eta = 1$ とし、(6.25) 式を用いて (6.24) 式を離散化すると、多少の変形の後 (6.26) 式を得る。

$$\begin{aligned}
 \bar{P}_{i,j} &= \frac{1}{2(\alpha + \gamma)} [\alpha(\bar{P}_{i+1,j} + \bar{P}_{i-1,j}) + \gamma(\bar{P}_{i,j+1} + \bar{P}_{i,j-1})] \\
 &\quad - \frac{1}{4(\alpha + \gamma)} \beta(\bar{P}_{i+1,j+1} - \bar{P}_{i-1,j+1} - \bar{P}_{i+1,j-1} + \bar{P}_{i-1,j-1}) \\
 &\quad + \frac{1}{4(\alpha + \gamma)} [(\alpha x_{\xi\xi} - 2\beta x_{\xi\eta} + \gamma x_{\eta\eta}) \{y_{\xi}(\bar{P}_{i,j+1} - \bar{P}_{i,j-1}) - y_{\eta}(\bar{P}_{i+1,j} + \bar{P}_{i-1,j})\}] / J \\
 &\quad + \frac{1}{4(\alpha + \gamma)} [(\alpha y_{\xi\xi} - 2\beta y_{\xi\eta} + \gamma y_{\eta\eta}) \{x_{\eta}(\bar{P}_{i+1,j} - \bar{P}_{i-1,j}) - x_{\xi}(\bar{P}_{i,j+1} + \bar{P}_{i,j-1})\}] / J
 \end{aligned} \quad (6.26)$$

ここで現在のステップの時刻を k 、その次のステップ時刻を $k+1$ とする。 $\bar{P}_{i,j}$ について解くとき、時刻 $k+1$ の値がすでに求まっている点の圧力データとしてはその値 ($k+1$) を

用いることとすると、(6.26)式は(6.27)式のように書きかえられる。

$$\begin{aligned}
\bar{P}_{i,j}^{k+1} = & \frac{1}{2(\alpha + \gamma)} [\alpha(\bar{P}_{i+1,j}^k + \bar{P}_{i-1,j}^{k+1}) + \gamma(\bar{P}_{i,j+1}^k + \bar{P}_{i,j-1}^{k+1})] \\
& - \frac{1}{4(\alpha + \gamma)} \beta(\bar{P}_{i+1,j+1}^k - \bar{P}_{i-1,j+1}^k - \bar{P}_{i+1,j-1}^{k+1} + \bar{P}_{i-1,j-1}^{k+1}) \\
& + \frac{1}{4(\alpha + \gamma)} [(\alpha x_{\xi\xi} - 2\beta x_{\xi\eta} + \gamma x_{\eta\eta}) \{y_{\xi}(\bar{P}_{i,j+1}^k - \bar{P}_{i,j-1}^{k+1}) - y_{\eta}(\bar{P}_{i+1,j}^k + \bar{P}_{i-1,j}^{k+1})\}] / J \\
& + \frac{1}{4(\alpha + \gamma)} [(\alpha y_{\xi\xi} - 2\beta y_{\xi\eta} + \gamma y_{\eta\eta}) \{x_{\eta}(\bar{P}_{i+1,j}^k - \bar{P}_{i-1,j}^{k+1}) - x_{\xi}(\bar{P}_{i,j+1}^k + \bar{P}_{i,j-1}^{k+1})\}] / J
\end{aligned} \tag{6.27}$$

(6.27)式に示す計算法は、Gauss-Seidel法と呼ばれている。さらに(6.27)式を

$$\bar{P}_{i,j}^{k+1} = R \tag{6.28}$$

とおき、(6.28)式の左辺に $\bar{P}_{i,j}^k - \bar{P}_{i,j}^k$ を加え、式を変形すると(6.29)式のように表現できる。

$$\bar{P}_{i,j}^{k+1} = \bar{P}_{i,j}^k + (R - \bar{P}_{i,j}^k) \tag{6.29}$$

この(6.29)式を緩和係数 ω を用いて収束を加速させたものが次の(6.30)式である。

$$\bar{P}_{i,j}^{k+1} = \bar{P}_{i,j}^k + \omega(R - \bar{P}_{i,j}^k) \tag{6.30}$$

(6.30)式で表現される計算方法は、SOR法 (Successive Over-Relaxation Method) と呼ばれる。

本研究中では、支配方程式である2次元Laplaceの方程式の計算方法として、(6.30)式で表現されるSOR法を用いた。

ここで緩和係数 ω は $0 < \omega < 2$ の範囲の値を取る必要があり、Table 6.1に示すように、 $\omega = 1.0$ の時はGauss-Seidel法に一致する。また ω が1.0未満の時を特に減速緩和と呼ぶが、数値的に不安定になりやすい問題では減速緩和を行ない数値安定性を向上させることも行なわれている。

Table 6.1 Relaxation parameter

$0 < \omega < 1$	Under-Relaxation
$\omega = 1$	Gauss-Seidel Method
$1 < \omega < 2$	Over-Relaxation

この ω の最適値を計算によって求めるのは非常に複雑であり、実際に計算を行って最適値を探索するのが一般的となっている。

6.4 数値シミュレーション結果と可視化実験結果との比較

本節では前節までに示した計算方法を用いてこれまでの実験に対応した計算を行い、本計算法の有効性の検証を行う。

本計算で仮定している条件を以下に説明する。

海浜の傾斜角は水平面に対し $6deg$ であり、海浜に入射する波は波高 $30mm$ 、波周期 $0.8sec$ とした。また、Darcy則に用いる透水係数は、Appendix Cに示す透水試験により得られた値を用いている。

本計算に用いた計算格子をFig.6.4に示す。なお、計算に用いたデータ点の総数は912である。

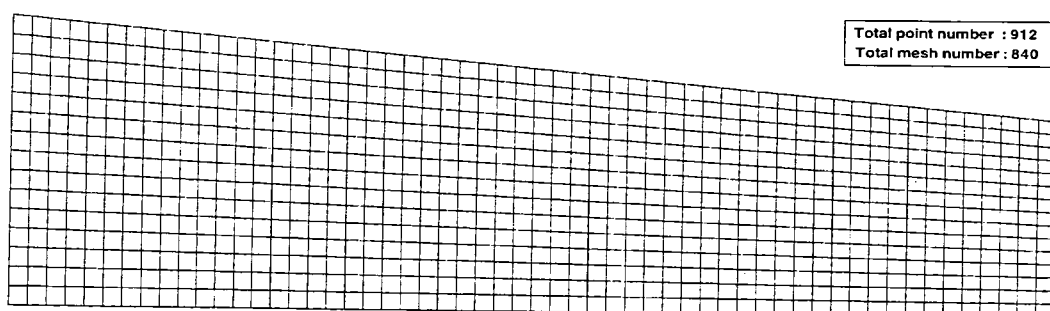


Fig.6.4 Grid system

Fig.6.5は wave set-up , set-down から得た、境界 S_{B2} 上の圧力分布である。

ただし、wave set-upの波下方向の終点は駆け上がり点、wave set-up と set-downとの交点は砕波点であるが、今回は実験時に観察された駆け上がり点及び砕波点を採用した。

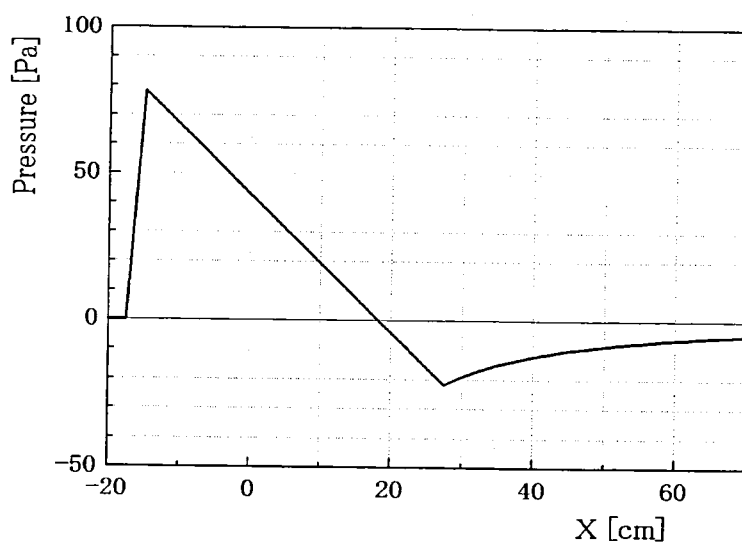


Fig.6.5 Pressure distribution on the sea-bed surface given by wave set-up and set-down

Fig.6.6が計算により求めた海浜内部の圧力分布、Fig.6.7がFig.6.6に示す圧力分布とDarcy則から求めた流線である。

Fig.6.6を見ると、波の駆け上がり点に圧力の最高値が存在し、そこを中心に放射状に近い形で圧力が分布している事が分かる。一方、砕波点には圧力の最低値が存在している。

この圧力分布からもFig.6.7に示す浸透流れの概略がつかめる。

Fig.6.7を見ると、波の駆け上がり点付近を中心に放射状に強く浸透して行く流れを見ることが出来る。また、そこから砕波点付近にかけて半楕円形状に近いを描いたのち、再び海浜表面に戻ってくる循環現象が見られる。

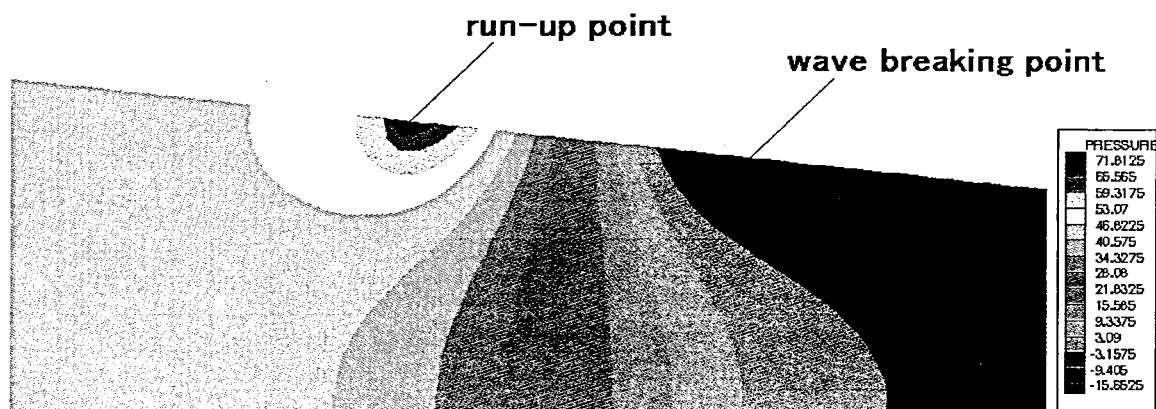


Fig.6.6 Calculated pressure distribution

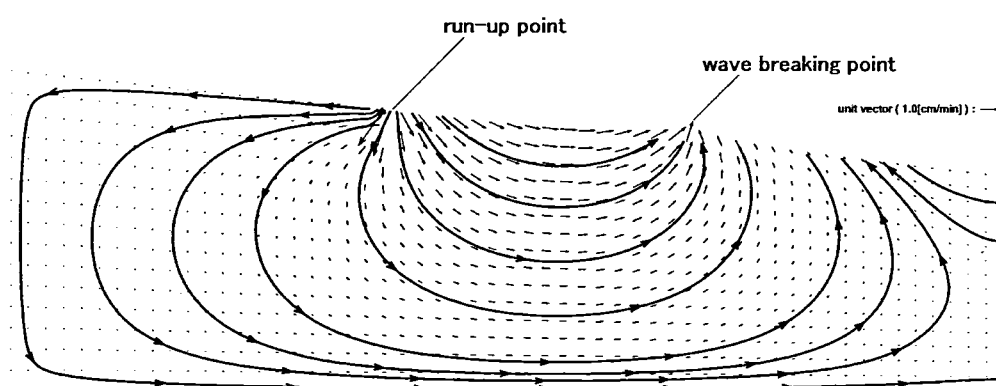


Fig.6.7 Calculated velocity vectors and streamlines

この時点で、計算によって求めた流れと可視化実験で観察された流れとは、定性的に似ているように思える。そこで計算によって求めた浸透流れと、可視化実験により得られた画像とをスケールを合わせて比較した。

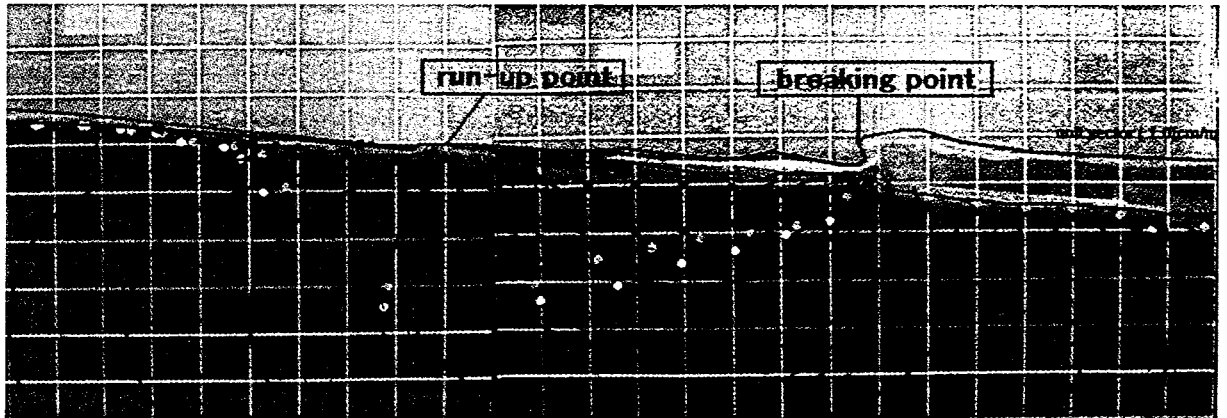


Fig.6.8 Comparison of observed and calculated streamlines

Fig.6.8を見ると、水槽中で発生した浸透流れと計算結果とは非常によい一致を示している事が分かる。

以上のように、海浜表面での圧力分布が与えられれば、Darcy則をもちいて浸透流れの数値シミュレーションが可能であることを示した。

6.5 浸透現象における海浜傾斜の影響

前節では、海浜中の流れを Darcy 則で規定した数値シミュレーションを行い、計算方法の有効性及び妥当性を示した。

そこで本計算方法を用いて、海浜の傾斜角を変え、浸透現象がどのように変化するか調査することにした。比較に用いた海浜の傾斜角は、3deg., 6deg., 9deg. である。

なお、海浜表面での圧力分布は wave set-up , set-down から得たものを用いるが、そのためには何らかの方法を用いて波の駆け上がり点と砕波点を与えなければならない。今回は前章で示した方法で波の駆け上がり点及び砕波点を求めた。

以下に wave set-up, set-down から得た海浜表面の圧力分布、計算の結果得られた海浜表面における速度の法線方向成分(ただし海浜内向きを正とする)、海浜中の圧力分布、流線及び海浜表面から流入、流出する流量、すなわち海水の循環量をそれぞれの傾斜角別に示す。

なお、海水の循環量 Q は次式で定義される。

$$Q = \int_l v_n dl \quad (6.31)$$

ここで、 v_n は海浜表面における海浜内向きを正とする速度の法線方向成分、 l は海浜表面の境界である。

この海水の循環量を本研究中では次式を用いて数値的に求めている。

$$Q = \sum_{k=1}^m v_{nk} dl \quad (6.32)$$

ただし、海浜表面を m 分割し、各線素に $1 \sim m$ の番号を付けたものとする。

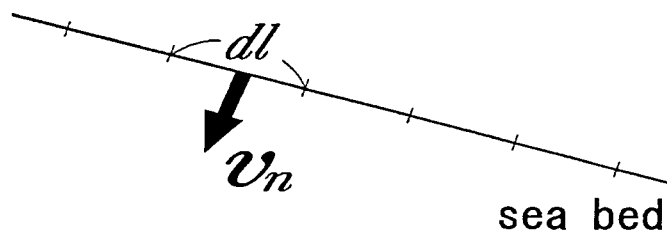


Fig.6.9 Schematic view of sea bed surface

(1) 海浜の傾斜角： $\beta = 3deg$ の場合

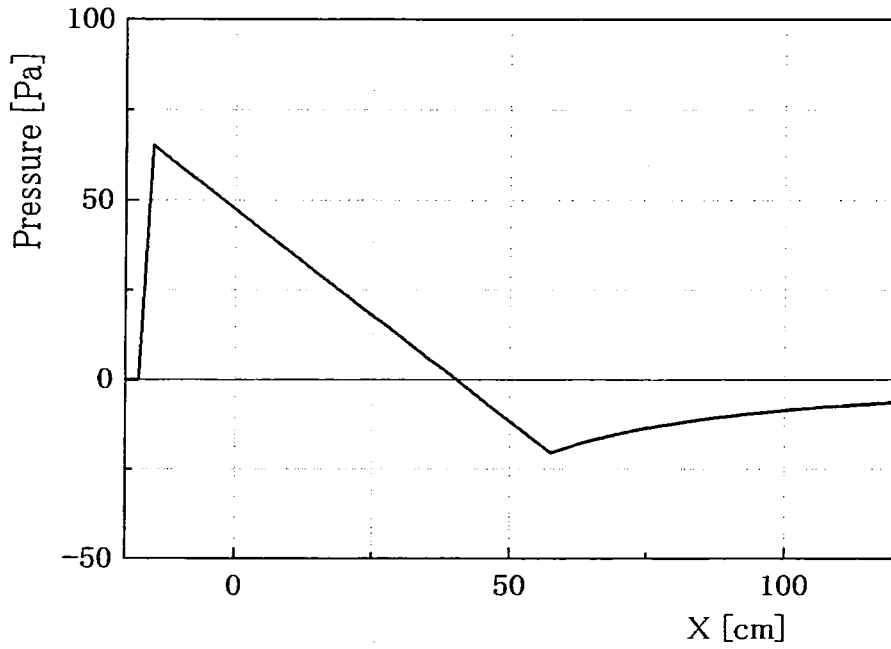


Fig.6.10 Pressure distribution on the sea bed surface given by wave set-up and set-down ($\beta = 3deg$)

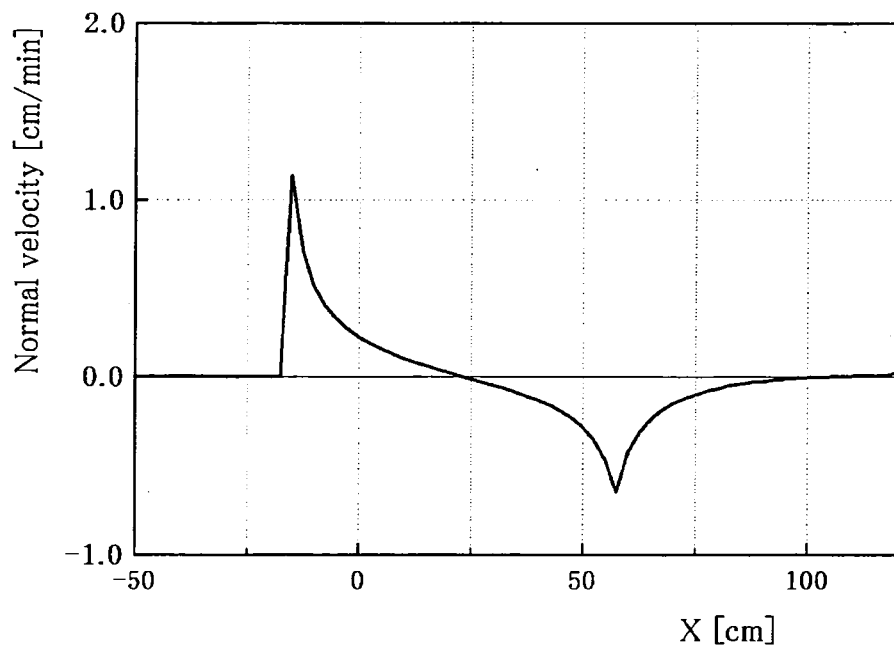


Fig.6.11 Normal velocity component on the sea-bed surface ($\beta = 3deg$)

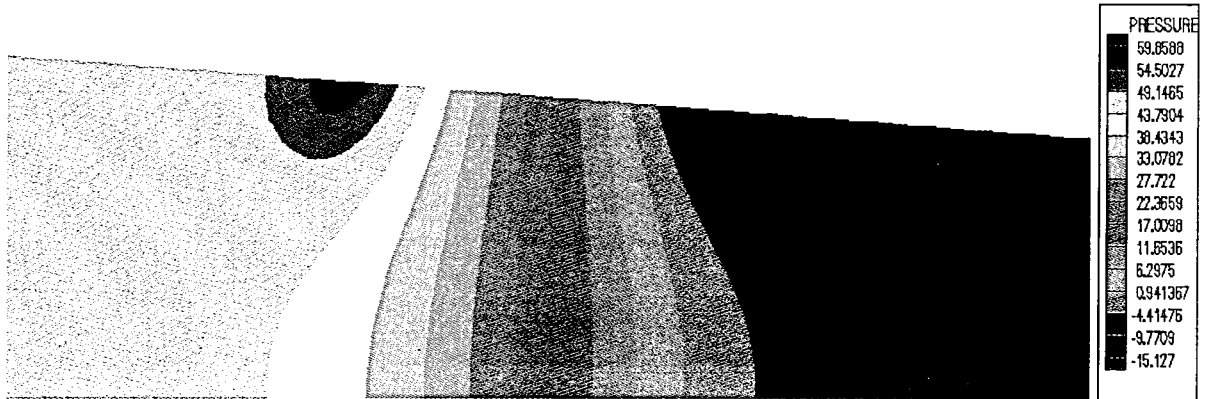


Fig.6.12 Calculated pressure distribution ($\beta = 3deg$)

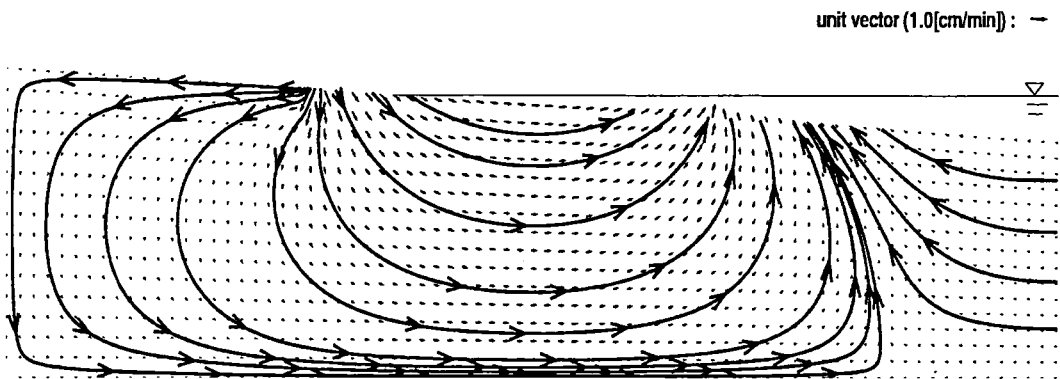


Fig.6.13 Calculated velocity vectors and streamlines ($\beta = 3deg$)

Table 6.2 Total amount of discharge ($\beta = 3deg$)

From sea to beach	$1.847 \times 10^{-5} [m^3/sec]$
From beach to sea	$-2.003 \times 10^{-5} [m^3/sec]$

(2) 海浜の傾斜角： $\beta = 6deg$ の場合

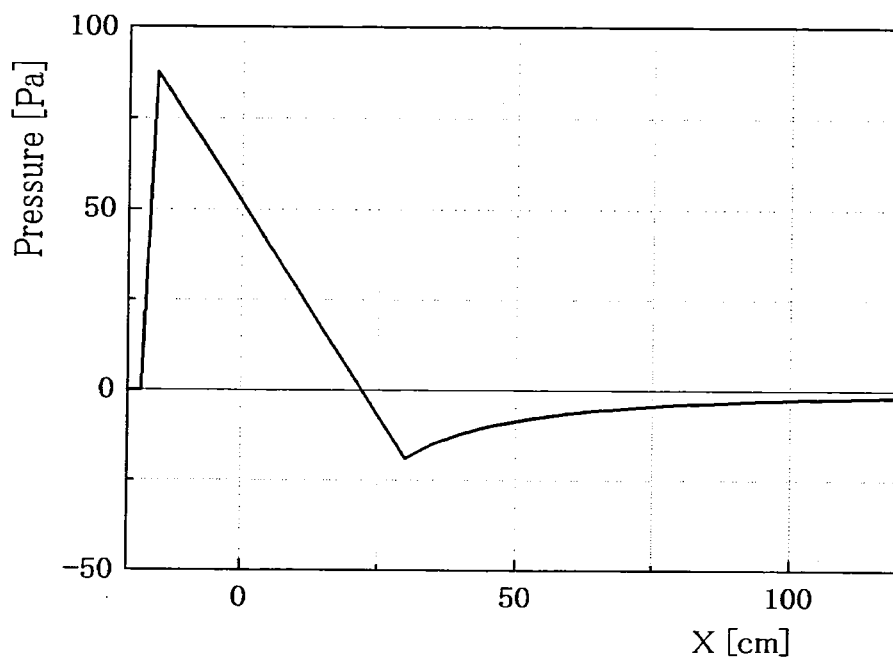


Fig.6.14 Pressure distribution on the sea bed surface given by wave set-up and set-down ($\beta = 6deg$)

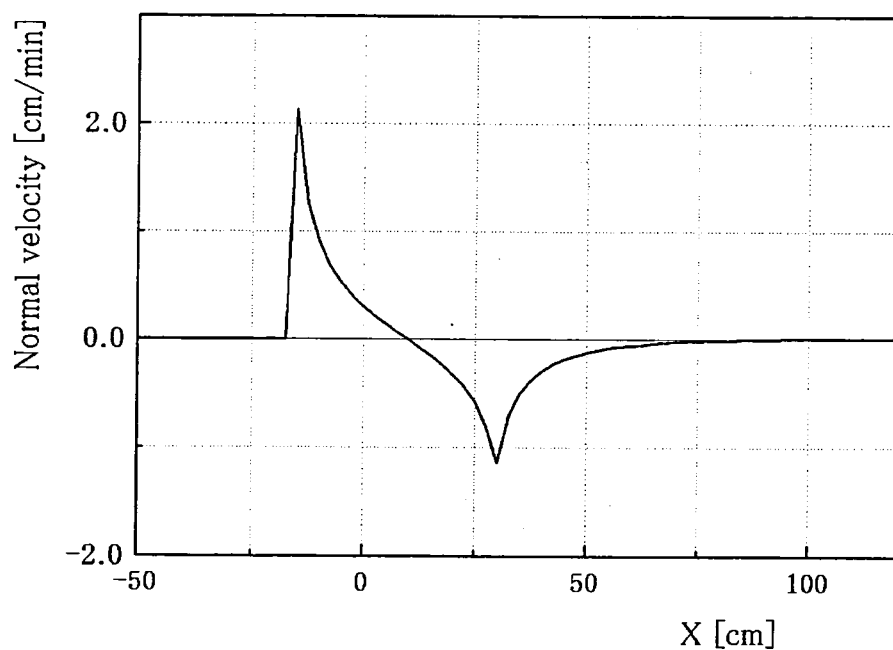


Fig.6.15 Normal velocity component on the sea-bed surface ($\beta = 6deg$)

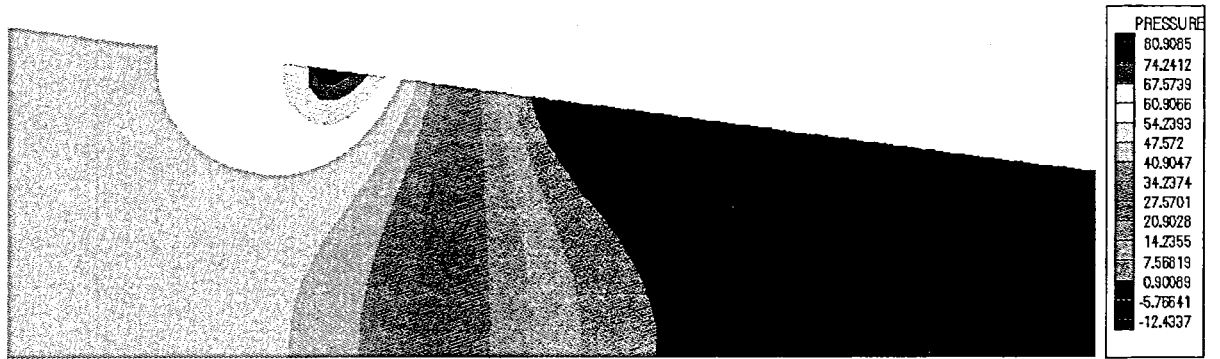


Fig.6.16 Calculated pressure distribution ($\beta = 6deg$)

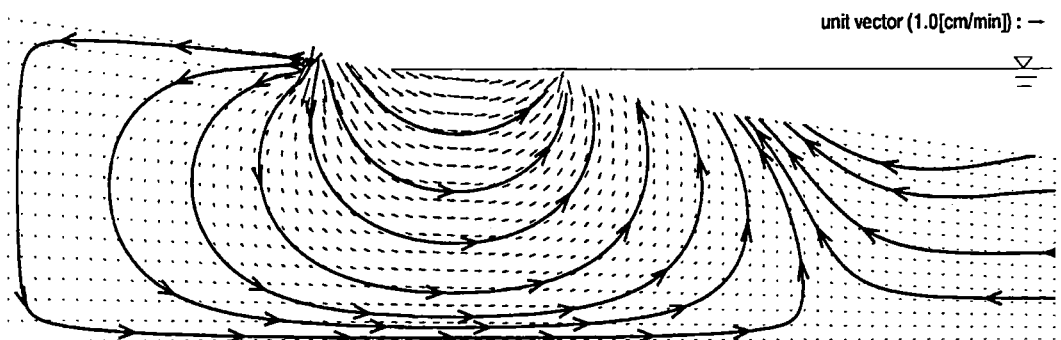


Fig.6.17 Calculated velocity vectors and streamlines ($\beta = 6deg$)

Table 6.3 Total amount of discharge ($\beta = 6deg$)

From sea to beach	$2.845 \times 10^{-5} [m^3/sec]$
From beach to sea	$-2.918 \times 10^{-5} [m^3/sec]$

(3) 海浜の傾斜角： $\beta = 9deg$ の場合

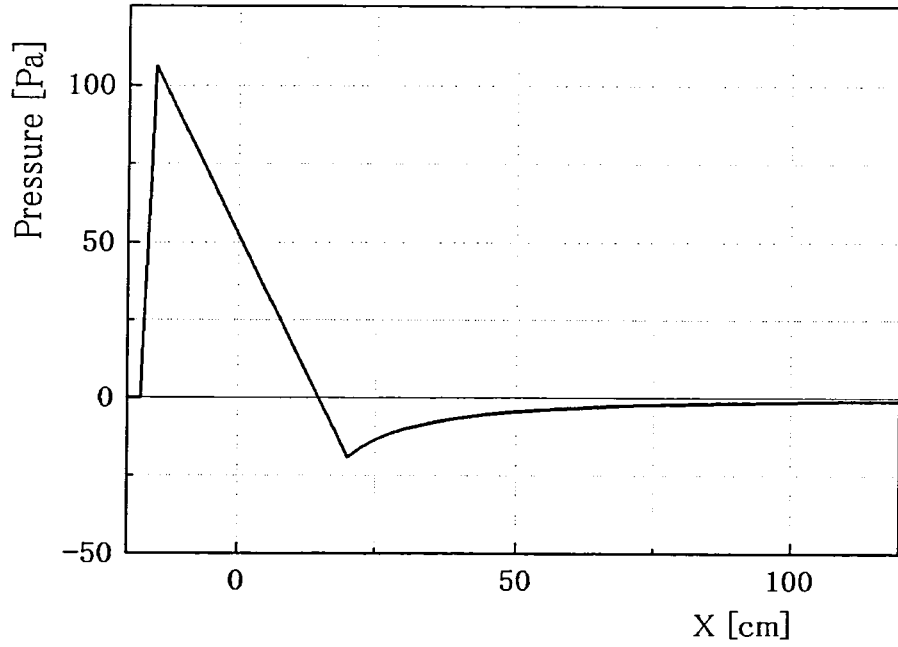


Fig.6.18 Pressure distribution on the sea bed surface given by wave set-up and set-down ($\beta = 9deg$)

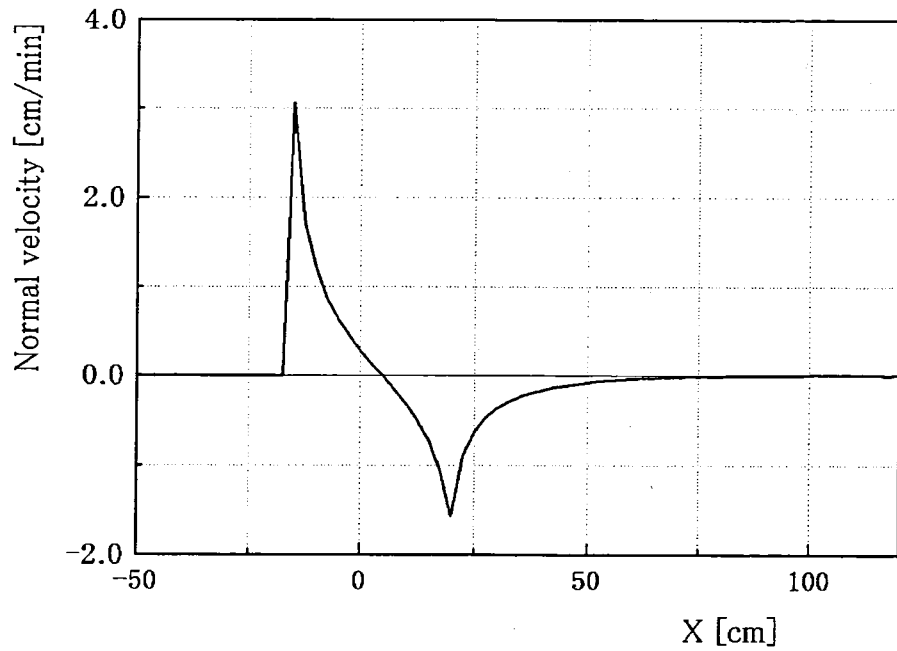


Fig.6.19 Normal velocity component on the sea-bed surface ($\beta = 9deg$)

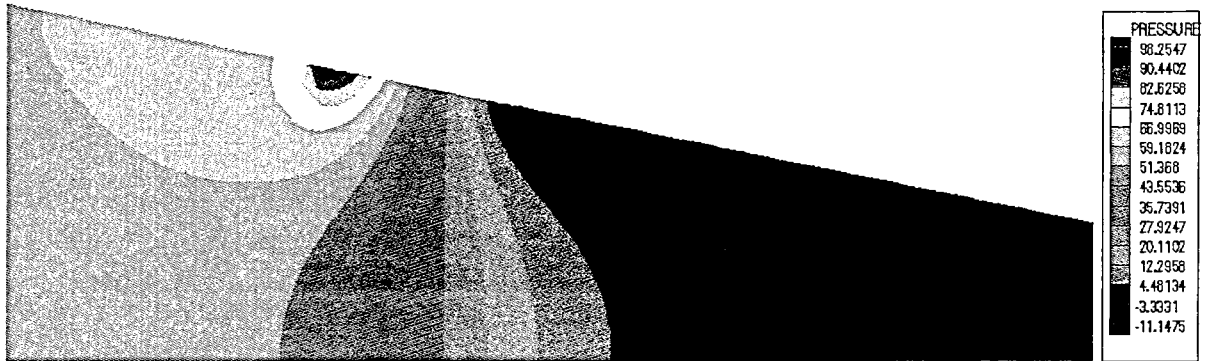


Fig.6.20 Calculated pressure distribution ($\beta = 9deg$)

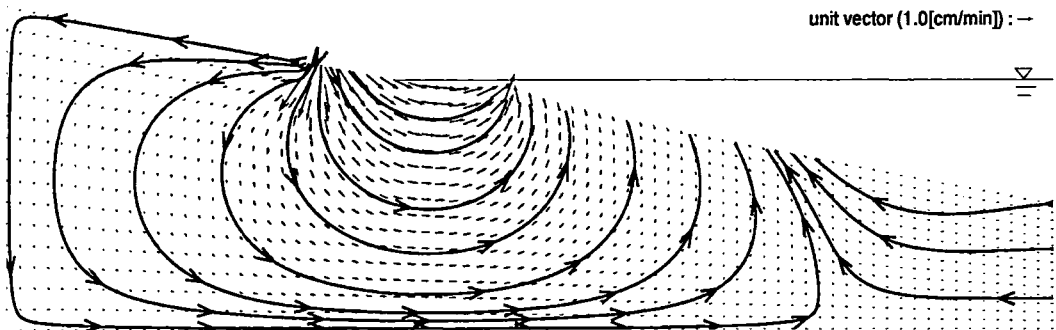


Fig.6.21 Calculated velocity vectors and streamlines ($\beta = 9deg$)

Table 6.4 Total amount of discharge ($\beta = 9deg$)

From sea to beach	$3.608 \times 10^{-5} [m^3/sec]$
From beach to sea	$-3.664 \times 10^{-5} [m^3/sec]$

各傾斜の計算結果を比較する事により以下のような事が分かった。

まず、海浜傾斜を大きくするにつれて海浜表面上の圧力の最大値及び最大値の絶対量は大きくなる。すなわち海浜傾斜を大きくするにつれて wave set-up, set-down の最大値が大きくなる事を意味している。また、海浜表面における法線方向速度成分の分布と圧力分布を比較してみると、分布の傾向が似ていることが分かる。このことは海浜中の流れの速度は圧力勾配に比例することを用いて説明できる。

次に、各傾斜角の浸透流れの流線を比較すると、傾斜が緩やかになるにつれ海水が海浜表面から海浜中へと浸透していく浸透域が広がる事が分かる。これは、海浜が緩やかになるにつれ波の駆け上がり点は波下側に移動し、砕波点は波上側に移動することに起因すると考えられる。

最後に各傾斜の流量を比較すると、傾斜角が大きくなるにつれ海浜表面で流入及び流出する海水の流量が多くなっていることが分かる。

以上の事をまとめると、海浜の傾斜が急になるにつれ海浜表面の浸透領域は狭くなるが、浸透を引き起こす原動力であると考えられる砕波が強くなることにより単位面積当たりの海水の浸透量は増加し、海水の循環量は増加する。一方、海浜の傾斜が緩やかになると浸透域は広がるが、砕波が弱くなるため海水の循環量は減少する。

6.6 浸透現象における入射波の影響

次に海浜に入射する波の特性によって浸透現象がどのように変化するかを、数値シミュレーションを用いて調査した。

まず、入射波の波高 H_0 と波長 λ_0 の比、すなわち H_0/λ_0 を一定に保ち、波長を $\lambda_0^1 \rightarrow \lambda_0^2$ のように変化する場合を考える。ただし、 $\lambda_0^1 = 1.0m$, $\lambda_0^1 : \lambda_0^2 = 1 : \alpha$ であり、海浜の傾斜は同じとする。また、この時の波長 λ_0^1, λ_0^2 に対応するそれぞれの波の駆け上がり高さ、砕波水深及び砕波点における set-down 量を R_u^1, R_u^2 , h_b^1, h_b^2 , $\bar{\zeta}^1, \bar{\zeta}^2$ とする。

前章に示した方法で波の駆け上がり点を推測すると、

$$R_u^1 : R_u^2 = \lambda_0^1 : \lambda_0^2 = 1 : \alpha \quad (6.33)$$

となることがわかる。

また、同様に前章に示した方法で砕波点を推測し、数値的に h_b^1, h_b^2 及び $\bar{\zeta}^1, \bar{\zeta}^2$ を求めたところ、以下に示すような関係を得ることができた。

$$\left. \begin{aligned} h_b^1 : h_b^2 &\simeq \lambda_0^1 : \lambda_0^2 \\ \bar{\zeta}^1 : \bar{\zeta}^2 &\simeq \lambda_0^1 : \lambda_0^2 \end{aligned} \right\} \quad (6.34)$$

以上のことから同勾配の海浜に波高、波長比の同じ波が入射する場合、浸透現象は波長を用いて無次元化し、比較することができると考えられる。

そこで次に、波高を固定して波長を変化させる、すなわち波形勾配が変わると浸透現象がどのように変化するかを調査することにした。

波高は $H_0 = 0.030m$ で一定とし、波長を $1.0m, 1.5m, 2.0m$ と変化する場合を考える。

以下に wave set-up, set-down から得た海浜表面の圧力分布、計算の結果得られた海浜中の圧力分布、流線及び海水の循環量を示す。

(1) $\lambda_0 = 1.0m$ の場合

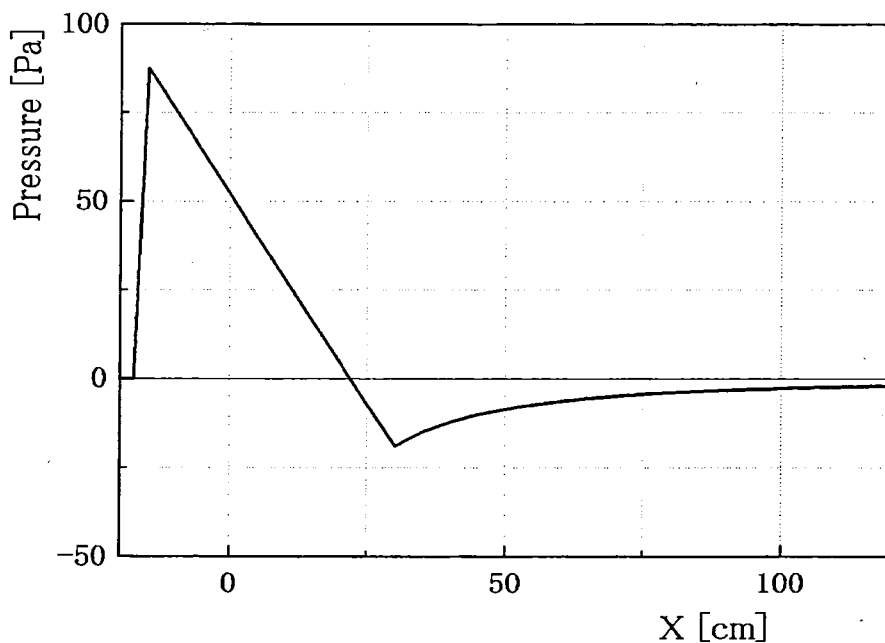


Fig.6.22 Pressure distribution on the sea bed surface given by wave set-up and set-down ($\lambda_0 = 1.0m$)

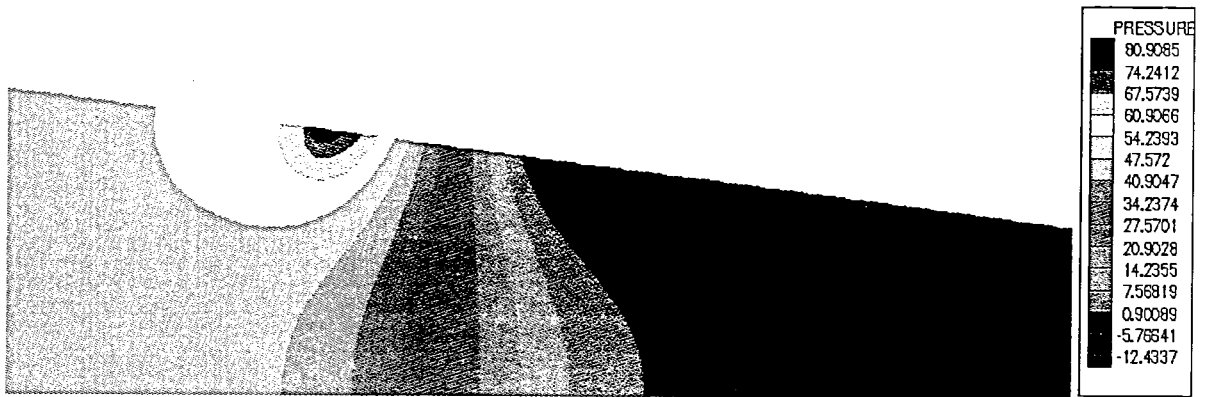


Fig.6.23 Calculated pressure distribution ($\lambda_0 = 1.0m$)

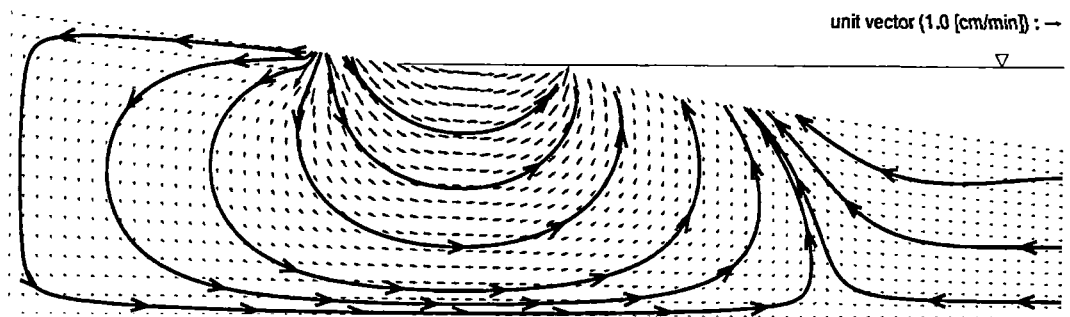


Fig.6.24 Calculated velocity vectors and streamlines ($\lambda_0 = 1.0m$)

Table 6.5 Total amount of discharge ($\lambda_0 = 1.0m$)

From sea to beach	$2.845 \times 10^{-5} [m^3/sec]$
From beach to sea	$-2.918 \times 10^{-5} [m^3/sec]$

(2) $\lambda_0 = 1.5m$ の場合

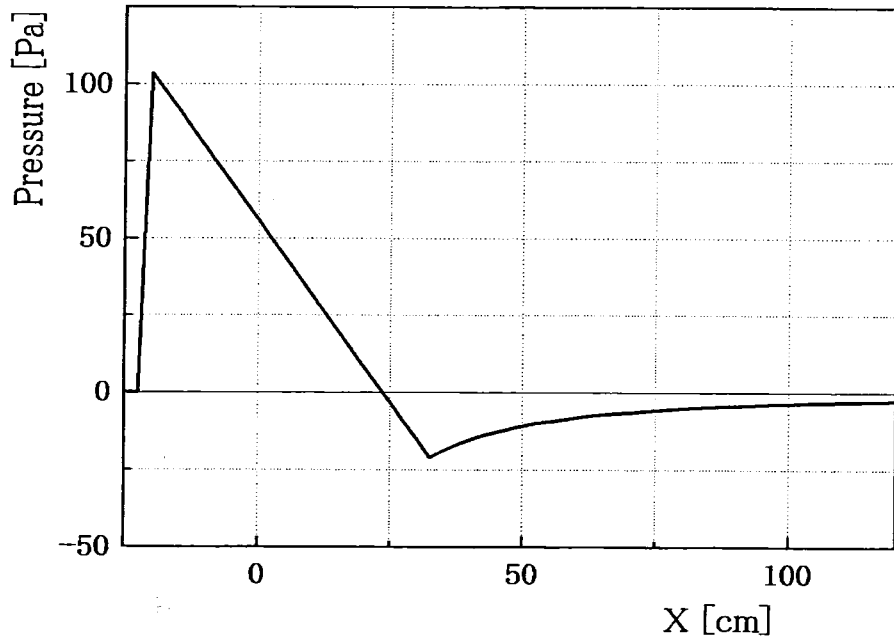


Fig.6.25 Pressure distribution on the sea bed surface given by wave set-up and set-down ($\lambda_0 = 1.5m$)

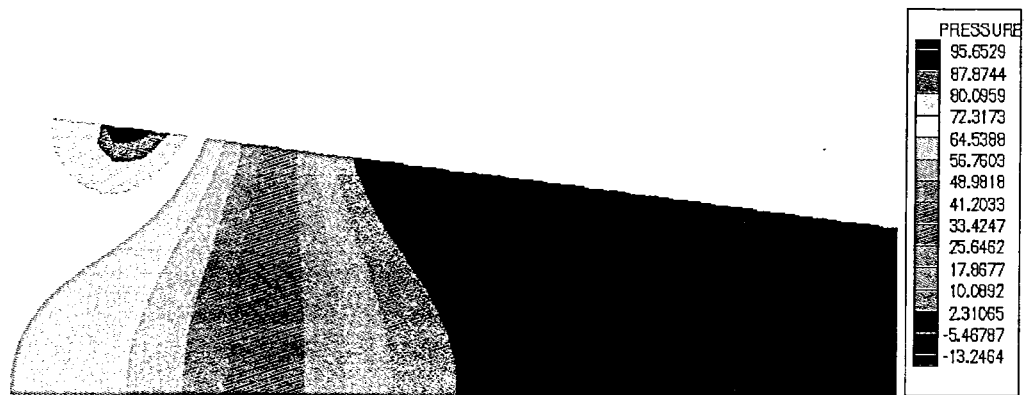


Fig.6.26 Calculated pressure distribution ($\lambda_0 = 1.5m$)

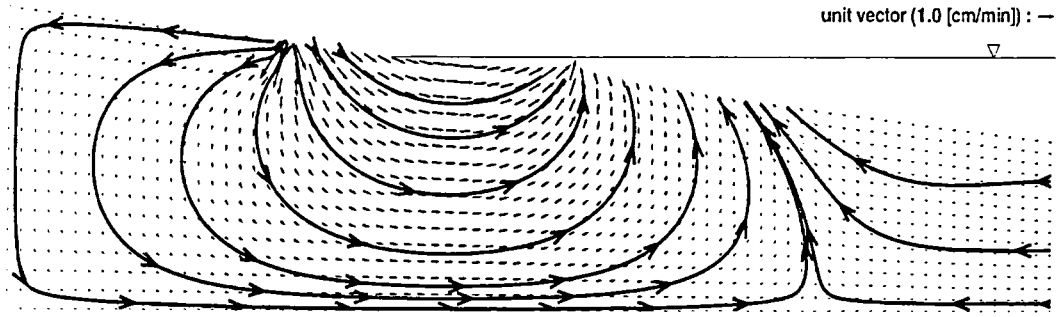


Fig.6.27 Calculated velocity vectors and streamlines ($\lambda_0 = 1.5m$)

Table 6.6 Total amount of discharge ($\lambda_0 = 1.5m$)

From sea to beach	$3.151 \times 10^{-5} [m^3/sec]$
From beach to sea	$-3.242 \times 10^{-5} [m^3/sec]$

(3) $\lambda_0 = 2.0m$ の場合

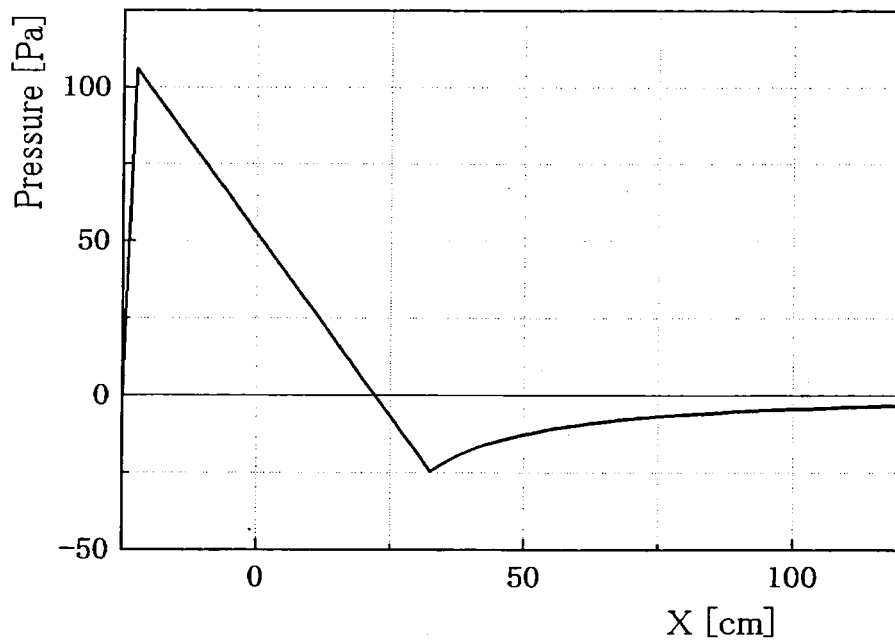


Fig.6.28 Pressure distribution on the sea bed surface given by wave set-up and set-down ($\lambda_0 = 2.0m$)

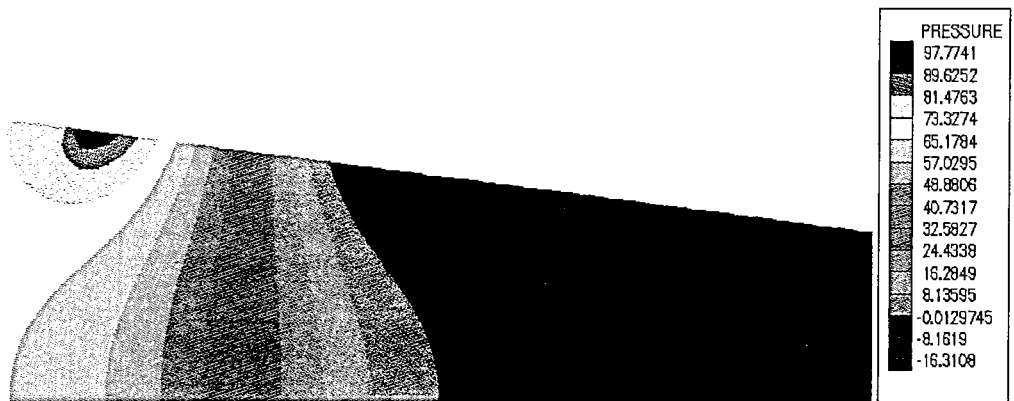


Fig.6.29 Calculated pressure distribution ($\lambda_0 = 2.0m$)

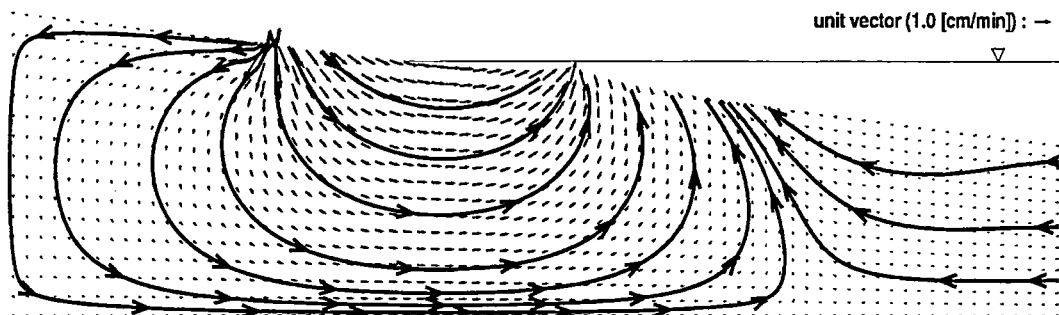


Fig.6.30 Calculated velocity vectors and streamlines ($\lambda_0 = 2.0m$)

Table 6.7 Total amount of discharge ($\lambda_0 = 2.0m$)

From sea to beach	$3.239 \times 10^{-5} [m^3/sec]$
From beach to sea	$-3.344 \times 10^{-5} [m^3/sec]$

以上の結果を比較してみると以下のような事が分かる。

波長が長くなるにつれ、原点から砕波点までの距離は遠くなる。同様に原点から波の駆け上がり点までの距離も遠くなる。その結果海水が海浜表面から海浜中へと浸透する浸透域は広くなる。

また、海浜表面から流入、流出する海水の流量を比較してみると波長が長くなるにつれ増加している事が分かる。

このことから、入射波の波長が長くなる、すなわち波周期が大きくなるにつれ浸透域は広くなり、海水の循環量も増えると考えられる。

6.7 浸透現象における水底の影響

前節までの計算は、境界が不浸透面である可視化実験で用いた水槽中での現象のシミュレーションであった。しかし、本来の海浜にはそのような境界はなく、水槽で発生する現象と大きく異なることも考えられる。

そこで本節では実際の海浜で発生する浸透流れをシミュレーションしてみることにした。考えている領域の各境界における境界条件を以下に示す。

$$\left. \begin{aligned}
 [S_{B1}] \quad \frac{\partial \bar{P}}{\partial n} &= 0 \\
 [S_{B2}] \quad \text{Dirichlet B.C., given by wave set-up and set-down.} \\
 [S_{B3}] \quad \bar{P} &= 0 \\
 [S_{B4}] \quad \bar{P} &= 0 \\
 [S_{B5}] \quad \bar{P} &= 0
 \end{aligned} \right\} \quad (6.35)$$

ただし、各境界は以下に示す通りである。

$$\left\{ \begin{array}{ll}
 S_{B1} : & \text{海浜表面 (駆け上がり点より波下側)} \\
 S_{B2} : & \text{海浜表面 (駆け上がり点より波上側)} \\
 S_{B3} : & \text{海浜中 (連続面)} \\
 S_{B4} : & \text{水底 (連続面)} \\
 S_{B5} : & \text{側面 (連続面)}
 \end{array} \right.$$

今回の計算には S_{B3}, S_{B4}, S_{B5} 上の境界条件として $\bar{P} = 0$ を採用したが、これは物理的には各境界において時間平均圧力 \bar{P} が 0 であることを意味している。特に S_{B4}, S_{B5} 上では、ピエゾ水頭圧は常に 0 である、すなわち波による圧力変動は微小であるという考察を行っている。

以下に wave set-up, set-down から得た海浜表面の圧力分布、計算格子、海浜中の圧力分布及び流線を示す。

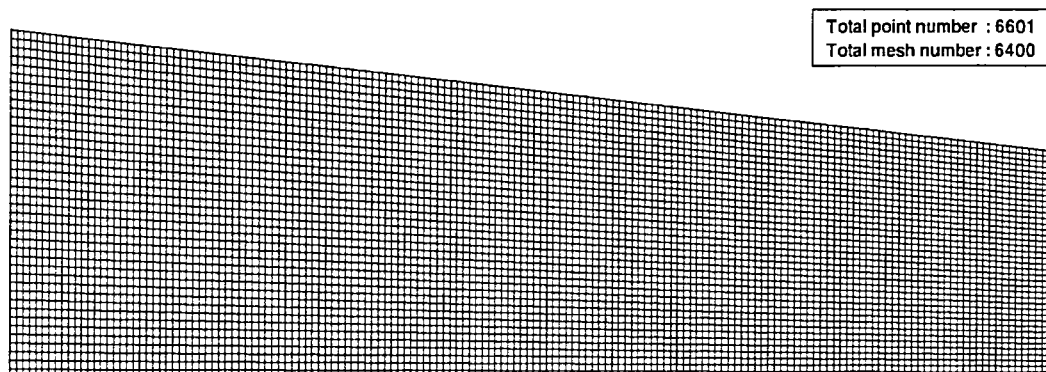


Fig.6.31 Grid system

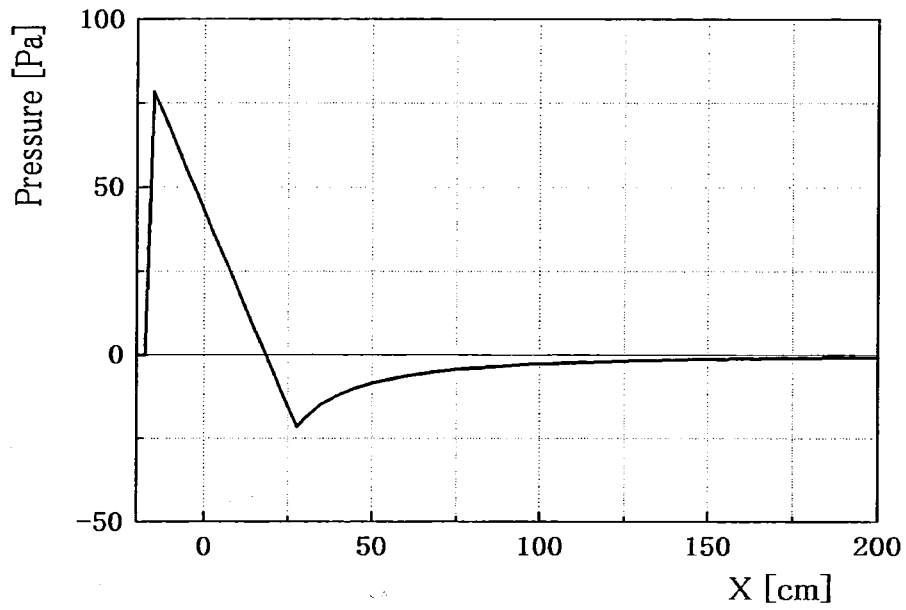


Fig.6.32 Pressure distribution on the sea-bed surface given by wave set-up and set-down

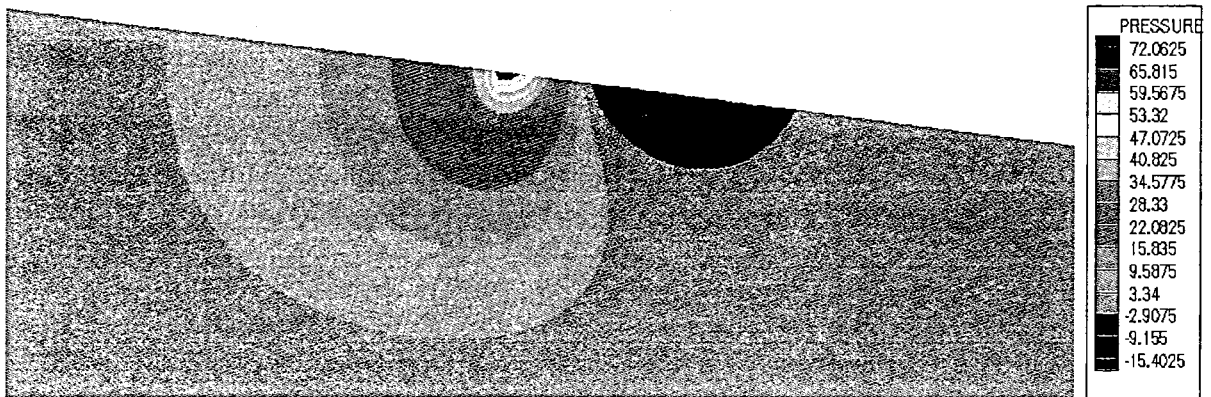


Fig.6.33 Calculated pressure distribution

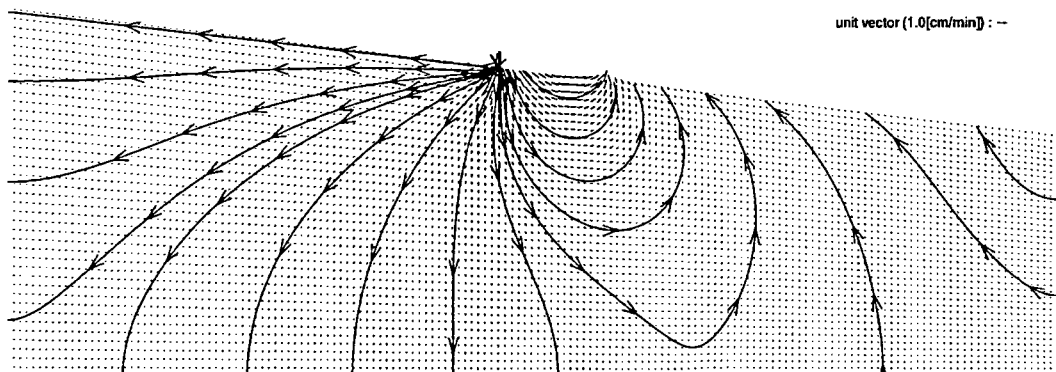


Fig.6.34 Calculated velocity vectors and streamlines

Fig.6.34 中の流れを見ると、これまでのシミュレーション結果中に、境界 S_{B4} , S_{B5} 付近で見られた回り込むような流れは今回は存在しないことが分かる。一方、波の駆け上がり点付近で海浜中へと強く浸透していく流れと、そこから碎波点付近にかけて、海浜中へ浸透していった海水が再び海浜表面に戻る流れは今回も見ることができる。

以上のことから、もし仮に無限に広いと考えられる領域で同様な実験を行っても、海浜表面付近における流れはほとんど同じであるということが分かった。

ただし、以上の計算は考える領域がすべて海水で満たされているという仮定の下で計算を行っているのだが、実際の海浜では無限遠方までそのような領域が存在するわけではない。

では浸透水はどこに消えるのかというと、一部の海水は蒸発し大気中へと取り込まれ、またある一部は地下水になり海へと流れ込むと考えるのが自然であると考えられる。すなわち波によって海浜中へと浸透していった海水は、広い視野で見ると循環がなされていると考える。

第7章 結言

本研究では、海浜における海水の浸透現象発生メカニズムを解明することを目的に、浸透流れの可視化実験、海浜表面の圧力計測実験及び圧力分布に対する理論的な考察、浸透流れの数値シミュレーションを行った。

本研究により得られた結果をまとめると以下のようなになる。

- (1) 砕波帯付近で発生する浸透現象は波によって誘起される。
- (2) 海浜浸透水は波の駆け上がり点付近で海浜中に強く浸透し、砕波点付近では海水中に戻ると戻る。
- (3) 馬場、Longuet-Higginsの両者の観察は、本研究中で示した浸透流れの一部をそれぞれ異なった視点から観察したものである。
- (4) 海浜表面において砕波点を境に波上側に負の圧力が、波下側に正の圧力が分布する。
- (5) (4)の圧力分布は、波打ち際の非線形性による平均水位の変化に由来する。
- (6) 海浜表面での圧力分布が与えられた場合、海浜中の流れをDarcy則を用いて計算することが可能である。

このように、本研究を通して波による海水の浸透現象の流体力学的なメカニズムを本研究中でかなり明らかにすることができたといえる。

しかし、本研究の最終的な目的の一つは、浸透現象のメカニズムを明らかにし、沿岸域の環境を保全あるいは改善することである。そのためには、浸透現象と沿岸域の環境との関係を流体力学的な視点からだけでなく、生物・化学系の視点からも調査する必要がある。今後は流体力学と他分野との共同研究が期待される。

参考文献

- 1) Baba, E., Doi, Y., Tamasima, M. and Ogawa, H., *Visualization of internal flow of sea bed by use of transparent glass beads*, First International Workshop on Coastal Ecosystems and Hydrodynamics (1998)
- 2) Longuet-Higgins, M.S., *Wave set-up, percolation and undertow in the surf zone*, Proc.R.Soc.Lond.A390, pp.283-291 (1983)
- 3) Longuet-Higgins, M.S. et al., *Radiation Stress in Water Waves, A Physical Discussion with Application*, Deep Sea Res., Vol.11, pp.529 (1964)
- 4) Bowen, A.J., *Wave set-down and set-up*, J. of Mar. Res., Vol.73, No.8, pp2569-2577 (1968)
- 5) Munk, W.H., *Surf Beats*, Trans. Amer. Geophys., Un. 30(6), pp.649-654 (1949)
- 6) Longuet-Higgins, M.S. et al., *Radiation Stress and Mass Transport in Gravity Waves with Application to Surf Beats*, J. of Fluid Mech., Vol.13, pp.481-504 (1962)
- 7) 富永政英, *海洋波動～基礎理論と観測成果*, 共立出版 (1976)
- 8) Hashimoto, T., Doi, Y., and Nakato, M., *Study on the Phenomena of Poured Water Permeate into the Coal Cargo in a Ship Hold*, Journal of the West Japan Society of Naval Architects, No.78, pp307-315 (1989)
- 9) Hino, T., *Outline of Numerical Analysis*, Ship Hull Development Techniques in the Computer Era, pp91-116 (1997)
- 10) 戸川隼人, *微分方程式の数値計算法*, オーム社 (1988)
- 11) 越塚誠一, *数値流体力学*, 培風館 (1997)
- 12) 河村哲也, 川原睦人, 平野廣和, 登坂宣好, 池川昌弘, *非圧縮性流体解析*, 東京大学出版 (1995)
- 13) Newman, J.N., *Marine Hydrodynamics*, The MIT Press (1977)
- 14) Savage, R.P., *Laboratory Data on Wave Run-up on Roughed and Permeable Slopes*, Proc. A.S.C.E., vol.84, ww3 (1958)
- 15) 水村和正, *海岸海洋工学*, 共立出版株式会社 (1992)
- 16) 田邊真治, *浸透流に関する基礎的研究*, 広島大学卒業論文 (1999)
- 17) 木村孟, 日下部治, *新土木実験指導編～土質編*, 技報堂出版株式会社 (1993)
- 18) 今本博健, 板倉忠興, 高木不折, *新体系土木工学 21 水理の基礎* 技報堂出版株式会社 (1993)
- 19) 石原繁, 浅野重初, *微分積分*, 裳華堂 (1999)
- 20) 近藤次郎, 堀素夫, 北原和夫, *常微分方程式*, 培風館 (1994)
- 21) 藤本淳夫, *ベクトル解析*, 培風館 (1994)
- 22) 安部寛治, *フーリエ解析と偏微分方程式*, 培風館 (1994)

- 23) 堤正義, 応用数学, サイエンス社 (1993)
- 24) 藤本淳夫, 複素解析学概説, 培風館 (1994)
- 25) 表実, 複素関数, 岩波書店 (1994)
- 26) 峯玄, 古川淳司, 波による海浜浸透水の挙動に関する研究, 広島大学卒業論文 (1999)
- 27) 後藤 桂吾, 土井 康明, 肥後 靖, 茂里 一紘, 鄭 正朝, 馬場 栄一, 波による海浜浸透水の挙動に関する研究, 非線形水波および水波と固体境界との相互作用研究集会報告書 (1999)
- 28) 後藤 桂吾, 土井 康明, 肥後 靖, 茂里 一紘, 波による海浜浸透水の挙動に関する研究, 非線形水波および水波と固体境界との相互作用研究集会報告書 (2000)
- 29) K., Goto, Y., Doi, Y., Higo, K., Mori , C.J., Choeng and E., Baba, *Effect of Waves on Percolation in Surf Zone*, 6th Symposium on Nonlinear and Free-Surface Flows, pp.67-70 (1998)
- 30) K., Goto, Y., Doi, Y., Higo, K., Mori , C.J., Choeng and E., Baba, *Waves Induced Percolation in Surf Zone*, 7th Symposium on Nonlinear and Free-Surface Flows, pp.67-70 (1999)

Appendix A

フーリエ級数

フーリエ級数の理論は、フランスの物理学者かつ数学者である Jean-Baptiste Joseph Fourier(1768-1830) によって導かれた。この新しい考えは数学そのものの発展にも大きな影響を与えただけでなく、数理物理学の各分野に広く応用され、特に工学の分野で非常に重要な手段となっている。

フーリエ級数の基本的な考え方は、任意の周期関数がある時、この関数は正弦関数と余弦関数を用いて表すことができるというものである。すなわち、周期関数を正弦関数と余弦関数の波の集まりであらわしたものがフーリエ級数である。なお、正弦関数のみで構成されている級数を特に正弦級数、余弦関数のみで構成されているものを余弦級数と呼んでいる。

A.1 周期関数

関数 $f(x)$ がすべての実数 x に対して定義され、すべての x に対して

$$f(t+T) = f(x) \quad (\text{A.1})$$

となる正の数 T が存在する時、 $f(x)$ は周期関数である。このとき T は関数 $f(x)$ の周期となる。

周期関数のよく知られた例として正弦関数や余弦関数がある。また $f = c = \text{一定}$ のような関数もすべての $T (> 0)$ に対して (A.1) 式を満たすので、周期関数と定義される。

周期関数の基本的な性質を以下に示す。

(1) $f(x)$ が周期関数の場合、

$$f(x+nT) = f(x) \quad (n: \text{任意の定数})$$

が成り立つ。

(2) $f(x)$ と $g(x)$ が共に周期 T の周期関数である場合、

$$h(x) = af(x) + bg(x) \quad (a, b \text{ は定数})$$

を満足する関数 $h(x)$ も周期 T の周期関数である。

A.2 任意の周期のフーリエ級数の定義

周期 T の周期関数 $f(t)$ のフーリエ級数は (A.2) 式で表される。

$$f(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos \frac{2n\pi}{T}t + b_n \sin \frac{2n\pi}{T}t \right) \quad (\text{A.2})$$

ただし

$$\left. \begin{array}{l} \text{(a)} \quad a_0 = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) dt \\ \text{(b)} \quad a_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \cos \frac{2n\pi t}{T} dt \\ \text{(c)} \quad b_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \sin \frac{2n\pi t}{T} dt \end{array} \right\} \quad (\text{A.3})$$

Appendix B

表面波の基礎式

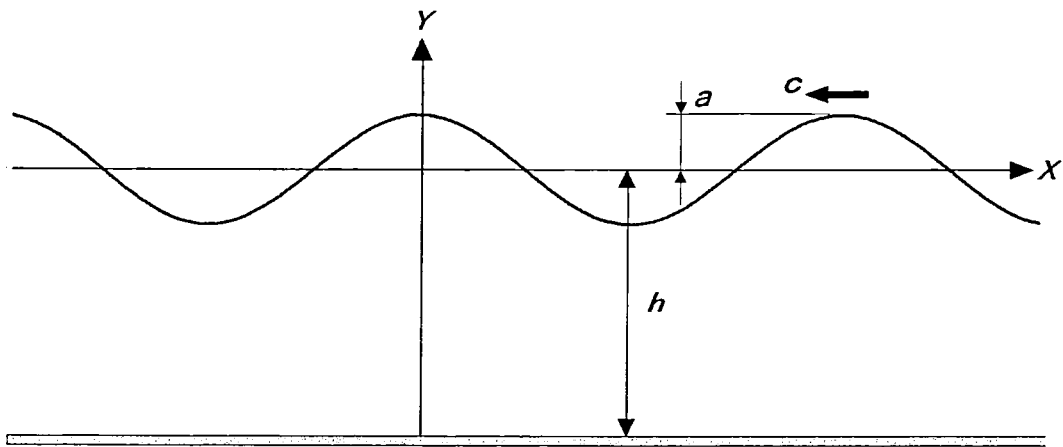


Fig.B.1 Coordinate system

Fig.B.1に示すように、波が x 軸の負の方向に伝播する座標系を考える。

2次元進行波の振幅が波長に比べ十分小さいならば、海面変位 ζ は次式のように書ける。

$$\zeta(x, t) = a \cos(kx + \omega t) \quad (\text{B.1})$$

ここで a は波振幅、 ω は円周波数、 k は波数であり、この波は次の分散関係式を満足する。

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (\text{B.2})$$

また、波の速度を c とすると (B.2) 式より、

$$c = \sqrt{\frac{g \tanh(kh)}{k}} \quad (\text{B.3})$$

となる。

さらにエネルギーの輸送速度である群速度 $c_g (= d\omega/dk)$ を求める。(B.2) 式の対数をとると、

$$2 \log \omega = \log g + \log k + \log \tanh(kh) \quad (\text{B.4})$$

が求まる。

この関係式を利用すると、定義より次式に示される群速度が求まる。

$$\begin{aligned}c_g &= \frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{2} \left[\frac{\omega}{k} + \frac{\omega}{k} \frac{2kh}{\sinh(kh)} \right] \\ &= \frac{c}{2} \left[1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right]\end{aligned}\tag{B.5}$$

次に速度ポテンシャルを求める。

波が微小振幅波であると仮定すると、波形 ζ は一次近似を用いて、

$$\zeta(x, t) = -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{y=0}\tag{B.6}$$

と書ける。

さらに (B.1) 式を満足する速度ポテンシャルは、未定係数 ε を用いて、

$$\phi(x, y, t) = \varepsilon \cosh\{k(y-h)\} \sin(kx + \omega t)\tag{B.7}$$

と表示できるので、(B.6)、(B.7) 式より

$$\begin{aligned}\zeta(x, t) &= -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{y=0} = -\varepsilon \frac{\omega}{g} \cosh(kh) \cos(kx + \omega t) \\ &= a \cos(kx + \omega t)\end{aligned}\tag{B.8}$$

このことから

$$\varepsilon = -\frac{ga}{\omega \cosh(kh)}\tag{B.9}$$

と ε は決定され、(B.10) 式を得ることができる。

$$\begin{aligned}\phi(x, y, t) &= -\frac{ga \cosh\{k(h+y)\}}{\omega \cosh(kh)} \sin(kx + \omega t) \\ &= -\frac{a\omega \cosh\{k(h+y)\}}{k \sinh(kh)} \sin(kx + \omega t)\end{aligned}\tag{B.10}$$

ただし、 a は波振幅、 h は静水面を基準とした水深、 $k (= 2\pi/\lambda)$ は波数、 $\omega (= 2\pi/T)$ は円周波数である。

Appendix C

透水試験

C.1 試験法

透水係数を求める試験法としては大きく分けて定水位試験法と変水位試験法がある。一般に定水位試験法は透水係数の大きな物質に対して行う試験法で、変水位試験法の方は透水係数が比較的小さい物質に対して用いられている。

今回の実験は土井らによる実験結果を参考にして、定水位試験法の方が適切であると判断し、こちらの試験法を用いた。実験装置の概略図を Fig.C.1 に示す。

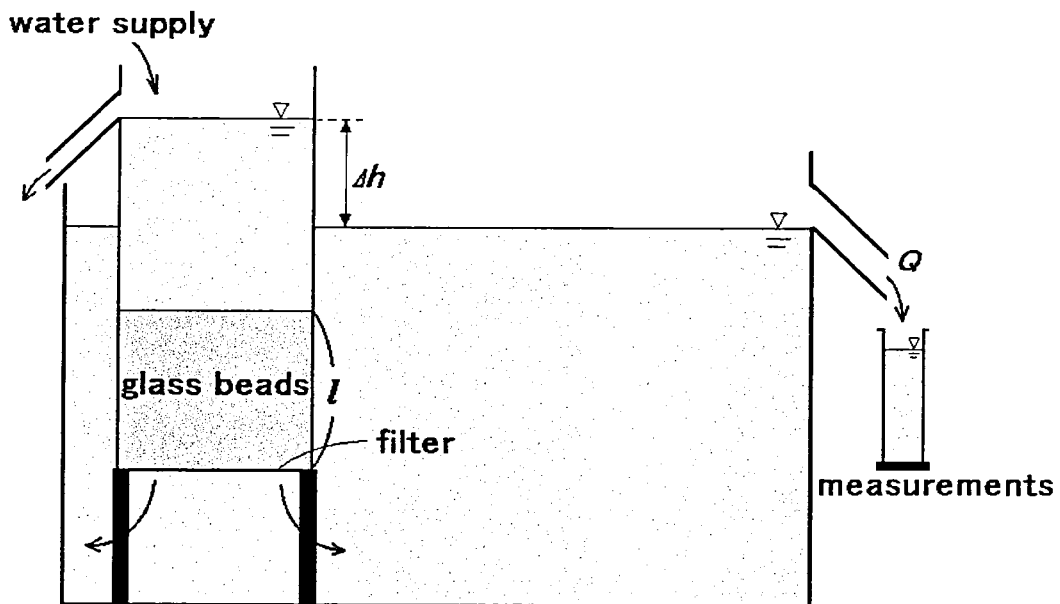


Fig.C.1 Experimental set-up for permeability

透水係数 k は (C.1) 式に示すように、実験的に求まる 4 つのパラメーターから求めることができる。

$$k = \frac{\mu}{\rho g} \cdot \frac{l}{\Delta h} \cdot \frac{Q}{A} \quad (\text{C.1})$$

ただし Q は流量、 A は供試体の断面積 ($=78.5[cm^2]$)、 l はビーズ層の厚さ、 Δh は水頭差である。

C.2 実験結果

実験は直径が $300\mu m$ と $850\mu m$ の2種類のガラスビーズに対して行った。なお、ガラスビーズが流出しないように、円筒の底に Table C.1 に示すような3種類のフィルターをもちいた。

Table C.1 Filter

Filter 1	医療用ガーゼ
Filter 2	ゴミ取り用ネット
Filter 3	綿生地

このフィルターの抵抗が大きくなると、実際の透水係数と計測結果から得られる透水係数との誤差が大きくなる可能性があるため、適切なフィルターを選択する必要がある。そこで Filter1, Filter3 のみの実験を行なったところ、それぞれ Table C.2 の Exp.3~5, Exp.1~2 に記してある流量よりも多い流量を測定したにもかかわらず水頭差はほんの数ミリだったことからフィルターの影響はないものとする。

透水試験の結果を Table C.2 および Fig.C.2 に示す。

Table C.2 Experimental results for permeability

	粒径 [μm]	$k [cm^2]$	$Q [g/sec]$	$\Delta h [cm]$	$l [cm]$	フィルター
Exp.1	300	1.02×10^{-6}	6.60	2.1	2.5	filter.3
Exp.2	300	1.07×10^{-6}	9.44	4.0	3.5	filter.3
Exp.3	850	5.97×10^{-6}	13.05	2.7	9.5	filter.1
Exp.4	850	5.95×10^{-6}	24.60	4.3	8.0	filter.2
Exp.5	850	5.91×10^{-6}	30.30	4.0	6.0	filter.2

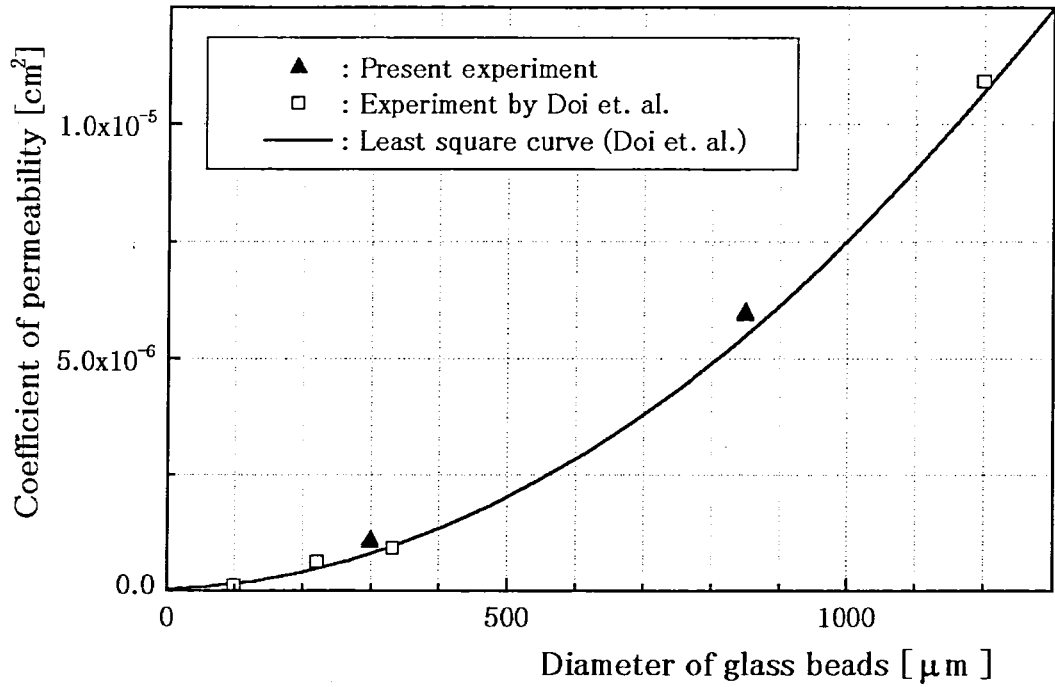


Fig.C.2 Coefficient of permeability

Fig.C.2に示すように今回求めた透水係数は、土井らによる実験結果とよい一致を示している。
この事から今回求めた透水係数は妥当なものであると考える。

List of Figures

Fig. 2.1	Schematic view of the surf zone
Fig. 2.2	Comparison of flow pattern
Fig. 3.1	Cross view of experimental set-up
Fig. 3.2	Side view of experimental set-up
Fig. 3.3	Visualization of percolation induced by waves
Fig. 3.4	Comparison of beach topology
Fig. 3.5	Visualization of percolation near the run-up point
Fig. 3.6	Flow pattern near the run-up point
Fig. 3.7	Visualization of percolation near the wave breaking point
Fig. 3.8	Flow pattern near the wave breaking point
Fig. 3.9	Sketch of the internal flow
Fig. 3.10	Schematic view of the flow pattern
Fig. 4.1	Pressure gauge
Fig. 4.2	Experimental set-up
Fig. 4.3 (a)	Time historical data of pressure at -15.0cm
Fig. 4.3 (b)	Time historical data of pressure at -10.0cm
Fig. 4.3 (c)	Time historical data of pressure at -5.0cm
Fig. 4.3 (d)	Time historical data of pressure at 0.0cm
Fig. 4.3 (e)	Time historical data of pressure at 5.0cm
Fig. 4.3 (f)	Time historical data of pressure at 10.0cm
Fig. 4.3 (g)	Time historical data of pressure at 15.0cm
Fig. 4.3 (h)	Time historical data of pressure at 20.0cm
Fig. 4.3 (i)	Time historical data of pressure at 25.0cm
Fig. 4.3 (j)	Time historical data of pressure at 30.0cm
Fig. 4.3 (k)	Time historical data of pressure at 35.0cm
Fig. 4.3 (l)	Time historical data of pressure at 40.0cm
Fig. 4.3 (m)	Time historical data of pressure at 45.0cm
Fig. 4.3 (n)	Time historical data of pressure at 50.0cm
Fig. 4.3 (o)	Time historical data of pressure at 80.0cm
Fig. 4.3 (p)	Time historical data of pressure at 85.0cm
Fig. 4.3 (q)	Time historical data of pressure at 115.0cm
Fig. 4.3 (r)	Time historical data of pressure at 120.0cm
Fig. 4.4	Pressure distribution on the sea-bed surface
Fig. 4.5	Pressure distribution on sea-bed

Fig. 5.1	Coordinate system
Fig. 5.2	Coordinate system for wave set-up , set-down
Fig. 5.3	Momentum flux
Fig. 5.4	Schematic view of sea-bed
Fig. 5.5	Pressure distribution on the sea-bed surface
Fig. 5.6	Coordinate system for wave run-up height
Fig. 5.7	Experimental results by Savage ($h = 38cm$)
Fig. 5.8	Comparison of wave run-up height ($h = 38cm$)
Fig. 5.9	Classification of wave breaking style
Fig. 6.1	Coordinate system for computation
Fig. 6.2	Coordinate transformation
Fig. 6.3	Grid points for a nine-point formula
Fig. 6.4	Grid system
Fig. 6.5	Pressure distribution on the sea-bed surface given by wave set-up and set-down
Fig. 6.6	Calculated pressure distribution
Fig. 6.7	Calculated velocity vectors and streamlines
Fig. 6.8	Comparison of experimental result and calculated result
Fig. 6.9	Schematic view of sea bed surface
Fig. 6.10	Pressure distribution on the sea bed surface given by wave set-up and set-down ($\beta = 3deg$)
Fig. 6.11	Normal velocity component on the sea-bed surface ($\beta = 3deg$)
Fig. 6.12	Calculated pressure distribution ($\beta = 3deg$)
Fig. 6.13	Calculated velocity vectors and streamlines ($\beta = 3deg$)
Fig. 6.14	Pressure distribution on the sea bed surface given by wave set-up and set-down ($\beta = 6deg$)
Fig. 6.15	Normal velocity component on the sea-bed surface ($\beta = 6deg$)
Fig. 6.16	Calculated pressure distribution ($\beta = 6deg$)
Fig. 6.17	Calculated velocity vectors and streamlines ($\beta = 6deg$)
Fig. 6.18	Pressure distribution on the sea bed surface given by wave set-up and set-down ($\beta = 9deg$)
Fig. 6.19	Normal velocity component on the sea-bed surface ($\beta = 9deg$)
Fig. 6.20	Calculated pressure distribution ($\beta = 9deg$)
Fig. 6.21	Calculated velocity vectors and streamlines ($\beta = 9deg$)

Fig. 6.22	Pressure distribution on the sea bed surface given by wave set-up and set-down ($\lambda_0 = 1.0m$)
Fig. 6.23	Calculated pressure distribution ($\lambda_0 = 1.0m$)
Fig. 6.24	Calculated velocity vectors and streamlines ($\lambda_0 = 1.0m$)
Fig. 6.25	Pressure distribution on the sea bed surface given by wave set-up and set-down ($\lambda_0 = 1.5m$)
Fig. 6.26	Calculated pressure distribution ($\lambda_0 = 1.5m$)
Fig. 6.27	Calculated velocity vectors and streamlines ($\lambda_0 = 1.5m$)
Fig. 6.28	Pressure distribution on the sea bed surface given by wave set-up and set-down ($\lambda_0 = 2.0m$)
Fig. 6.29	Calculated pressure distribution ($\lambda_0 = 2.0m$)
Fig. 6.30	Calculated velocity vectors and streamlines ($\lambda_0 = 2.0m$)
Fig. 6.31	Grid system
Fig. 6.32	Pressure distribution on the sea-bed surface given by wave set-up and set-down
Fig. 6.33	Calculated pressure distribution
Fig. 6.34	Calculated velocity vectors and streamlines
Fig. B.1	Coordinate system
Fig. C.1	Experimental set-up for permeability
Fig. C.2	Coefficient of permeability