

今月より会告でお知らせしましたように論文集の名称を論文報告集と変更し、従来のナンバーをそのまま受けつぐことになりました。今月は論文報告集第161号(44年1月20日発行)掲載論文報告として、つぎの6編を紹介いたします。今月紹介した論文報告に対する討議は44年7月20日まで受け付けます。次号では論文報告集第162号掲載予定原稿として下記の5編を紹介する予定です。

- 片山恒雄：擬似地震動の特性に関する研究
- 伯野元彦：四俣正俊：はりの実験における変位破壊に関する基礎的実験的研究
- 皇昭治郎：太田昭宏：正規圧密粘土の非排水のせん断に伴う有効応力の変化特性について
- 木村 孟：二層地盤の力学的性状に関する解析的研究
- 松本嘉司：鉄道橋としての鉄筋コンクリート斜角桁の設計に関する研究

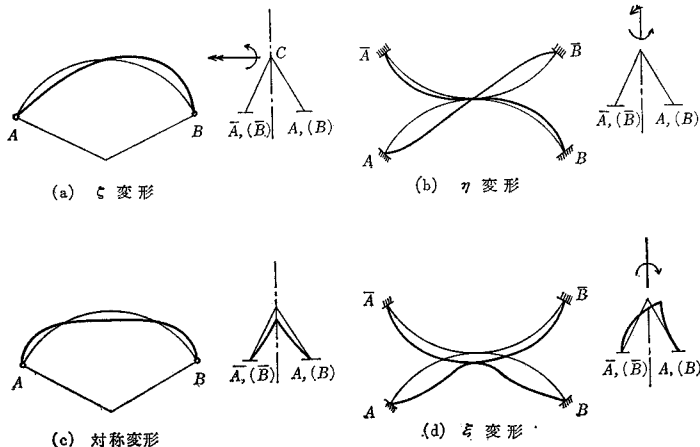
テーパのついている円弧アーチの固有振動について

奥村 敏 恵 ・ 松 浦 聖

テーパのついているアーチの弾性安定の基礎的研究の一つとして、先きには弾性座屈を考察したが、ここでは振動を考察している。

ところで、アーチの面内および面外振動に関する研究成果は、すでに数多く発表されている。しかしここで解析の対象としたテーパのついているアーチでは、テーパをつけるための構造から、支間中央での拘束によって振動変形をする場合に、面内および面外振動変形が同時に引き起こされる。したがって振動数に、テーパの角度が影響してくる。そこで、ここではとくにこの ϕ の変化による影響に着目して考察をしている。

図-1



解析に当っては、Waltking の論文を参考として、つりあい法により、振動基本式の誘導を考えている。

考慮した振動形としては、振動が起りやすいモードとして、先きに述べた座屈変形の場合と同様な変形状態が考えられるので、ここでも図-1に示すような4つの場合を考察して、各固有振動数を比較検討している。

さて解析の対象としたテーパのついているアーチはいわゆるバスケットハンドル形式のアーチで図-2,3,4に示すように、その両端では、主構たるアーチは一定の間隔があるが、支間中央で一体となって剛結されている。その支点条件としては、主としてヒンジ構造すなわち、支点はアーチの面 I, II に垂直な軸のまわりにのみは、自由な回転ができるものと考えて解析している。

4. では若干の実験的考察も加えているが、ここでは

図-2 アーチ見取図

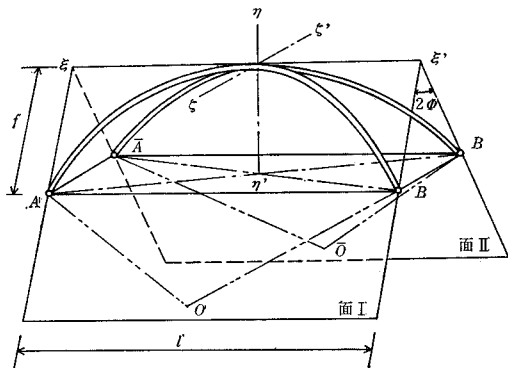


図-3 アーチ実形図

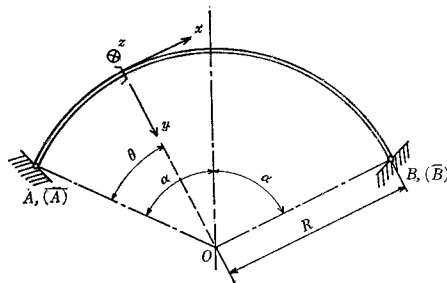
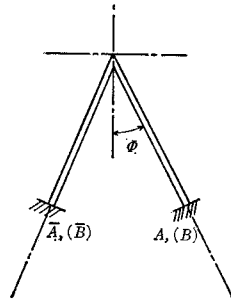


図-4 アーチの横断面図



実験上の便宜を考慮して、両端固定の場合を取り扱っている。

なお解析に当っては、曲げねじりに関する量は考慮に入れていないし、構造部材の断面も計算の便宜上一定としている。

(1967.12.4 4
1968.6.1 1・受付)

【奥村：正会員 工博 東京大学教授 工学部】
【松浦：正会員 名古屋工業大学助教授】

変断面長方形板の曲げ、および振動に対する有限要素法の応用

梶田 建夫・成岡 昌夫

この論文は、変断面長方形板の曲げ、および、振動解析への有限要素法の応用を示したものである。

有限要素法で、板の曲げに用いられる長方形要素に対しては、12の項数をもつ多項式を変位関数として仮定するが、これは要素の境界における変位の連続条件を満足していない。ここでは、この条件を満足する変位関数を用いて、変断面板要素に対する剛性行列 (stiffness matrix)、質量行列 (mass matrix) を誘導した。この変位関数は、つぎのように示される。

$$w = \alpha_1 + \alpha_2 \xi + \alpha_3 \eta + \alpha_4 \xi^2 + \alpha_5 \xi \eta + \alpha_6 \eta^2 + \alpha_7 \xi^3 + \alpha_8 \xi^2 \eta + \alpha_9 \xi \eta^2 + \alpha_{10} \eta^3 + \alpha_{11} \xi^3 \eta + \alpha_{12} \xi^2 \eta^2 + \alpha_{13} \xi \eta^3 + \alpha_{14} \xi^3 \eta^2 + \alpha_{15} \xi^2 \eta^3 + \alpha_{16} \xi^3 \eta^3$$

ここに、 $\xi = x/al_c$ 、 $\eta = y/bl_c$ で、 al_c 、 bl_c は要素のたて、よこの長さである。

この関数は16の項数をとったため、各節点での未知数として、たわみと二つの回転角のほかに、ねじり率をとらなければならない。この式を形状関数の形にすると、H. Hansteen によって示されたものと一致する。

この変位関数を用いて、変断面長方形要素に対する剛性行列を誘導した。この場合、断面は一方方向に厚さが変化するため、これにより、要素内で板剛度が変化する。剛性行列はつぎの式より導かれる。

$$[K] = [A^{-1}]^T \{h_a^3 [k_1] + 3h_a^2 h_b [k_2] + 3h_a h_b^2 [k_3] + h_b^3 [k_4]\} [A^{-1}]^T$$

$$[k_i] = \int \int [B]^T [D] [B] \xi^{i-1} \eta \xi d \eta \quad (i=1 \sim 4)$$

ここで、 $[A]$ は 16×16 の行列となり、節点変位と係数 $\{\alpha\}$ との関係を示すもので、 $[B]$ は 3×16 の行列となり、曲率、および、ねじり率と $\{\alpha\}$ との関係を示すものである。曲げモーメントと曲率との関係を示す $[D]$ は、厚さが ξ 方向に変化するとしたため、 ξ を含む行列であるが、 ξ を外に出し、定数だけを含む行列とする。また、 h_a 、 h_b は、要素の両端の厚さを h_1 、 h_2 とすると、つぎの

式で示される。

$$h_a = (h_2 + h_1)/2 h_c, \quad h_b = (h_2 - h_1)/2 h_c$$

ここで、 h_c は、一定の板剛度 $D_c = Eh_c^3/12(1-\nu^2)$ を表わすものである。

この剛性行列を用いて、変断面片持板の計算を行なった。正方形片持板が等分布荷重を満載する場合のたわみ、曲げモーメントの値を、厚さが固定端より自由端へ2:1, 3:1と変化する場合について計算し、これを、平均厚さの等断面板とした場合、階段状の断面変化の板とした場合と比較した。

同様に、質量行列も誘導される。ここでは、断面変化のほかに、回転慣性の影響も含むことができるようにした。

$$[M] = m_c l_c^2 \{h_a [M_{a1}] + h_b [M_{a2}] + h_a^3 [M_{b1}] + 3h_a^2 h_b [M_{b2}] + 3h_a h_b^2 [M_{b3}] + h_b^3 [M_{b4}]\}$$

$$[M_{ai}] = [A^{-1}]^T \int \int \{L\}^T \{L\} \xi^{i-1} \eta \xi d \eta [A^{-1}]$$

$$[M_{bi}] = [A^{-1}]^T \int \int \{R\}^T [G] [R] \xi^{i-1} \eta \xi d \eta [A^{-1}]$$

ここで、 $m_c = r h_c / g$ 、 $\{L\} = \{1, \xi, \eta, \dots, \xi^3 \eta^3\}$ である。また、 $[M_{bi}]$ は回転慣性の影響を示し、 $[R]$ は回転角と $\{\alpha\}$ の関係を示すもので、 $[G]$ は回転半径に関する行列である。

固有値、固有ベクトルの計算により、曲げの解析に用いられたと同様の変断面片持板について、固有振動数、振動モードを求めた。等断面板での振動数は、エネルギー法により得られた結果とよく一致した。この計算例では、回転慣性による影響はあまりなかった。

以上の計算例により、ここで得られた剛性行列、および、質量行列は、12の項数をもつ変位関数より誘導されたものより、未知数は多くなるが、よい近似解を与えるものと思う。

(1968.4.27 受付)

【梶田：学生会員 名大大学院工学研究科土木工学専攻博士課程在学】
【成岡：正会員 工博 名古屋大学教授 工学部】

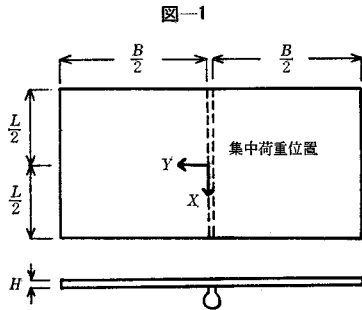
T形ばりの極限状態における有効幅について

倉田 宗章・園田 恵一郎

本論文は図-1 に示すようなはりに単一集中荷重を受けるT形ばりの極限状態における有効幅を求めたものである。ここでいう有効幅 λ はつぎのように定義されている。

$$\lambda = \frac{\int_0^{B/2} (\sigma_x)_{X=0} dY}{\sigma_0}$$

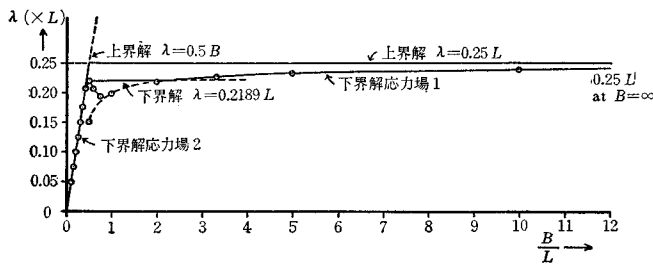
ここに、 σ_0 はフランジ板の単純引張 (圧縮) 降伏応力を、 $(\sigma_x)_{X=0}$ は図-1 のY軸上のフランジ板断面に作用する直応力を示す (ただし、Y軸ははりの塑性ヒンジが起る位置をとおり、はりの軸に直角な方向にとるものとする)。



理論計算は極限解析法の上、下界定理にしたがって行なわれ、フランジ板の厚さは十分薄いものとし、曲げ剛性を無視し、膜力 (Membrane Forces) のみを考慮した平面応力問題として取り扱われている。なお降伏条件式として、H. Tresca による最大せん断応力説が用いられている。下界解を求めるための静的許容応力場は不連続応力場によって仮定され、また上界解を求めるために並進運動と回転運動を同時に考慮した速度場がフランジ板に対して仮定された。下界解および上界解の中での最適解は電子計算機を用いた数値計算により求められた。 B/L' (L' は荷重位置と両支点 までの短い方の距離の半分を表わす) の各値に対する計算結果を図-2 に示す。

これらの結果、上、下界解の平均値を最適解として採用すれば、 $\pm 6.6\%$ 以内の誤差をもつ解が得られる。こ

図-2



これらの解を改善するにはさらに研究を要するが、実用的には十分満足できる成果が得られたものと思われる。

(1968.6.24・受付)

倉田：正会員 工博 大阪市立大学教授 工学部
園田：正会員 工修 大阪市立大学講師 工学部

深層取水口の海底よりの高さとしサシの効果

大西 外明

原子力発電所や火力発電所における復水器冷却水に海水を用いることはわが国では一般的であり、その取水口的设计には深層取水の考えを導入することが経済的であ

ることが多い。筆者は、本論において、深層取水口設計に関係する二つの問題を取り上げて理論的な面から検討を行なった。とり扱った問題の一つは深層取水が不能な水中取水開口部の限界位置についてであり、他の一つは取水口構造物の寸法の減少を計るため開口部天端に水平ヒサシを取りつけるアイディアの提示である。

(1) 深層取水が可能な取水口の限界位置について

取水開口部が海底にある場合の深層取水に関する設計条件については、従来多くの調査研究がなされてきているが、海底付近の浮遊砂や腐食土、腐食水等の有害物が冷却水の内に混入するのを防止するため、開口部を海底より上方におく必要が生じることである。水の密度勾配が次式であらわされる直線分布をなし、

$$\rho = \rho_0(1 - \beta y) \dots \dots \dots (1)$$

(ここに、 ρ_0, ρ_1 は水域底部および水表面の水の密度、 y は底部よりの高さ)

line sink を水平な水域底部においた場合、水の粘性を無視すると、 $F < 1/\pi$ の条件下においてのみ深層取水が可能なのは Y_{ih} により示されている。ここに

$$F = \frac{(D'd)}{d^2} \sqrt{\frac{1}{gB}}$$

であり、 D' は sink より far upstream における流速を U とした場合 $\sqrt{\rho/\rho_0} U$ であらわされる一種の modified velocity であり、 d は全水深、 g は重力の加速度である。しかし、水域底の形状を水平としないで、line sink の直上流の底を

$$\eta = \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(n-1/n) \cdot \sin n\pi \eta}{e^{(n^2\pi^2 - 1/F^2)|\xi|}} \dots (2)$$

(ここに、 $\eta = \frac{y}{d}$ 、 $\xi = \frac{x}{d}$ で y, x は sink

の位置を原点にとり、上向きに y 軸、上流方向に向って x 軸をとる)

に合せてかさ上げすると、 $1/2\pi < F < 1/\pi$ の

範囲でも全水域からの取水が可能となる。福井県浦底湾内において観測した海水温分布と敦賀原子力発電所の取水口設計条件を用いて F の値を筆者が検討した結果、同地点では $1/\pi$ と $1/2\pi$ の間に入る事が判明した。したがって、この海水域で取水開口部を海底より上方におくことを考える場合、深層取水を行なうためには取水口周辺のせき上げ形状を、式 (2) であたえられる $\eta-\xi$ 曲線以下になるように作ること、あるいは、取水開口部位置の海底よりの高さは、式 (2) の η の最大値 η_{max} に相当する高さ以下におく必要がある。本論において、筆者は η_{max} と F の関係をあたえた。

(2) 取水開口部天端の水平ヒサシの効果

取水開口部の寸法は水理的条件からきまってくるが、いわゆる skimmer wall 式取水口ではカーテンウォール

の構造上、取水口に向う流れを横切って一定間隔ごとにH型鋼杭を打ちこむことが一般に行なわれている。このため流れに面した取水口設備の平面寸法はH型鋼杭の幅分だけ水理的に要求される純幅より広くなる。いま、取水開口部天端に流れと反対方向に水平ヒサシをとりつけ、流線がH型鋼杭により変形されない位置までのばすと、上記の取水口設備平面寸法はH型鋼杭の存在を無視した水理的純開口幅となる。しかし、その場合の水平ヒサシの長さは、流れを完全流体と仮定した場合、理論的には無限大となり、実際設計上意味をもたなくなる。そこで、

$$\frac{U-u}{U} = \epsilon \dots \dots \dots (3)$$

(ここに、 U は開口部より十分上流における流速、 u は有限長の水平ヒサシの上流端における流速)

とし、 ϵ をあたえた場合の水平ヒサシの所要長を算定する近似式を提示した。(1968.1.23・受付)

[筆者：正会員 工修 日本原子力発電(株)建設部]

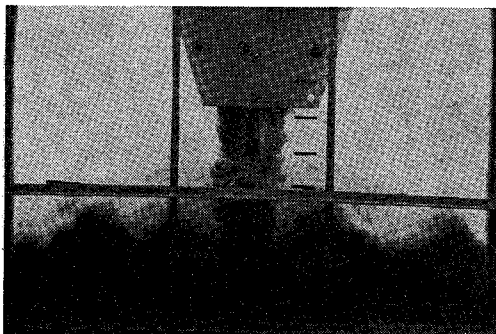
土捨船による投棄土砂の分散

小川 元・竹内益雄

底開土捨船によって海底に土砂を投棄する場合、土砂が海底に分散して所定の範囲内に集積することが困難な場合がある。そこでこの分散がどの程度までおよぶものかを、実験をするとともに理論解析を行なったものである。実験は写真-1のように、平面148×90cm、深さ94cmの水槽を用い、バージ模型は断面が長方形および逆台形で、底辺の幅9~29cm、砂の積高10~25cmとし、底を開いて砂を落下させた。

砂の落下と分散の状況は、バージの断面形、水深、土質などによって異なるが、いずれにしても砂はある程度の塊をなして落下し、その落下速度は砂1粒の沈降速度

写真-1



よりはるかに速く、そして海底での水平分散はその落下速度によって左右される。そこでこの場合砂の落下は、ある大きさの1塊としての落下であり、水平分散はその落下速度を初速とした水平運動であると仮定した。つぎに水平分散の状況は、砂は海底に沿って水平に前進して躍動は全く認められない。そこで水平運動を、ある大きさの砂塊の、水中における前進運動であると考え、その前進途中で漸時沈殿堆積が起こるものとした。このような基本的な仮定のもとに、砂塊の落下と前進に対して固体の水中運動に対する抵抗と重力を考え、運動方程式を適用して砂塊が着地したときの速度を求め、この速度で水平前進を始めるものとして理論解析をした。

この場合問題となるのは、落下する砂塊1個の大きさをどのようにとるかということ、前進途中で沈殿堆積する砂の割合をどう決めるかということであるが、これらを実験によって定めることにし、前者はバージ模型の底板を開いてから、砂が落下し終るまでに要する時間から砂1塊の大きさを決める定数 n を推定し、後者は前進途中の砂塊から沈殿堆積する土砂の割合を指数曲線で表わせるものと仮定して、その指数 ξ を実験結果から決定した。理論的には定数 n は土砂の粒度と空げき率、ホッパーの底幅と側壁勾配、砂の積高によって異なり、指数 ξ は土砂の粒度、空げき率、密度、海水の密度と粘性の関数と考えられる。

上記のようにして求めた理論式によって、実験の場合の海底堆砂曲線をほぼ良好に表わすことができた。そこでこの理論式および実験で求められた n 、 ξ の値を実船に適用して、海底堆砂の状況を求めようとするのであるが、この場合 n の値は実船バージから砂が排出される時間を測定することによって適当な値を推定できるが、指数 ξ の値は実験で求めた値がどこまで実船に適用できるかは明確でない。今後実船試験が行なわれることが望ましい。

堆積砂の集中あるいは分散の程度は、主として砂塊の着地速度によって決定される。着地速度は砂塊の大きさと水深によって決まるが、砂塊は小さい方が着地速度が小さくなって集中度が大きくなり、水深は大きい方が、着地速度が大きくなって分散度が大きくなる。

砂塊の大きさはバージの断面形と土質によって決定され、したがってバージの底幅と砂積高との比が集中分散度を決める一要素になると考えられる。また水深は砂塊が終末沈降速度に達するとその影響がなくなるから、砂塊の大きさとこの比において考えられる。なおバージ断面形と土質の砂塊におよぼす影響は、バージからの砂排出時間によって代表させることができる。

(1968.7.3・受付)

[小川：正会員 工博 日本大学教授 生産工学部]
[竹内：正会員 工博 (株)臨海土木工業所]

凍結管列の凍結結合にたいする 地下水流の影響について

高 志 勤

地盤凍結工法において地下水流がある場合にはこれが
持込む熱のために凍土結合が阻害される可能性がある。
本論文は前半で凍結進行に伴う地下水位の Dam-up の大
きさを推定する方法を述べ、後半ではその Dam-up head
のために誘起される地下水流があっても凍土壁が完成さ
れるかどうかという判別式を理論的に導出したものであ
る。

結果だけを書くと

$$\Delta p_{crit} = \frac{2\pi k}{\lambda \gamma c} \cdot \frac{\theta_f - \theta_c}{\theta_\infty - \theta_f} \cdot F(2a/L)$$

ここに

- Δp_{crit} : 限界 Dam-up head [m]
- k : 凍土の熱伝導率 [kcal/m, h, °C]
- λ : 土の透水係数 [m/h]
- γ : 地下水の比重量 [kg/m³]
- c : 地下水の比熱量 [kcal/kg°C]
- θ_f : 地下水の水結温度 [°C]
- θ_∞ : 地下水の最初の温度 [°C]
- θ_c : 地山に接する凍結管表面温度 [°C]

$F(2a/L)$: 凍結管間隔 L と半径 a の

比だけの関数 [Nondimensional]

この結果は数多くの仮定に立脚したものではあるが、地下
水流の限界流速と凍結領域の代表長、透水係数、地下
水流温度、冷却温度、凍結管の埋設間隔、凍結管半径の
相互関係を簡明にあらわしている。この問題はこれまで
定量的に全く取り扱われていなかったので第一次近似と
しては有効なものであろう。 (1968.2.10・受付)

[筆者: 正会員 精研冷機(株)]

粘性土内の応力波伝搬に 関する実験的研究 (英文)

赤井浩一・徳田峯夫・木内 勉

地震動を対象とする場合、衝撃に近いような短期の不
規則な振動荷重に対する土や地盤の応答特性を調べる必
要があり、このさい地震波をそのままの姿でとらえる波
動論的な解析が有効であると考えられる。この研究は粘

性土試料の細長い円柱供試体に対して応力波の伝搬特性
を調べたものであり、とくに反力端に種々の振動インピ
ーダンスをもつ物質をおき、入射波・反射波・透過波の
相互特性を調べた。

実験としては布製リボンで水平に支持した直径 6 cm、
長さ約 60 cm の円柱粘土供試体の一端を重錘の振り運
動により打撃し、発生するパルス応力を供試体の各点に
埋め込んだ小型圧力計でピックアップし、増幅器を通し
て電磁オシロに記録する方法をとった。実験結果の一例
を距離と時間に対して表わすと 図-1 のようになる。こ
れより距離に対するピーク応力の減衰、立ち上り時間と
継続時間の増加の様子がうかがえる。また反力端付近で

図-1 粘土供試体内の各点における応力波

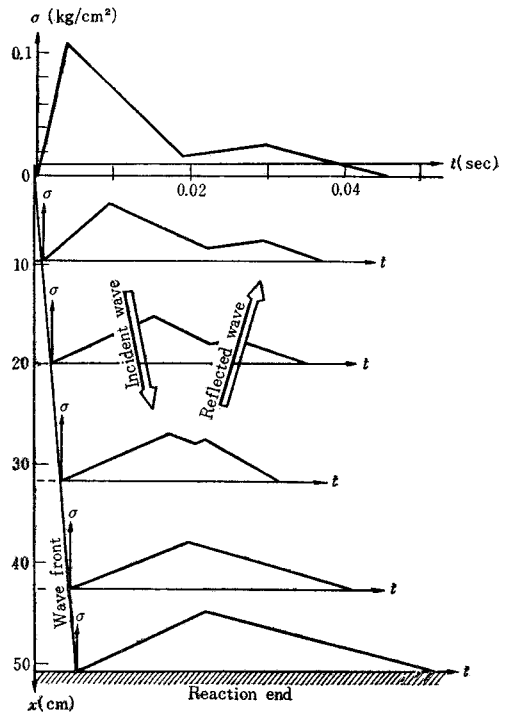


図-2 種々の反力端近傍における合成応力

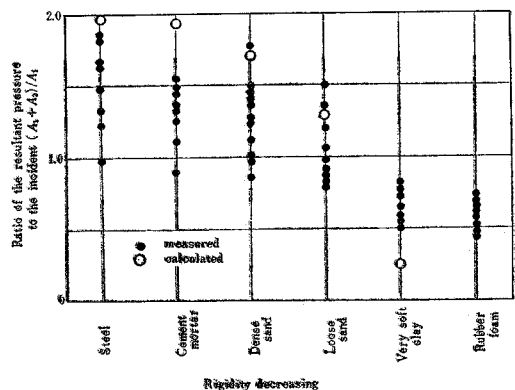
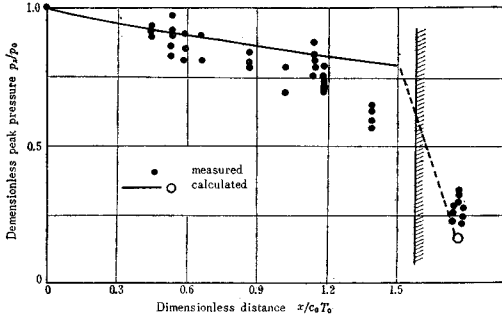


図-3 二層系土柱の共面で透過



は入射波と反射波が重なって一つのピークを形成している。打撃端での応力波形は近似的に

$$p(0, t) = p_0 e^{-\theta t} \dots \dots \dots (1)$$

で与えられ、wave front 背面の粒子速度 \dot{u} がどこでも等しいと仮定すると、各点のピーク応力 p_x は次式で与えられる。

$$p_x = \frac{p_0}{\theta} \frac{1}{x} \frac{dx}{dt} (1 - e^{-\theta t}) \dots \dots \dots (2)$$

これより供試体内各点でのピーク応力は距離とともに減衰し、その様子は波動伝搬速度 $dx/dt=c$ と与えたパルス応力の波形に依存することがわかる。

つぎに二種の物質の境界面では一般に応力波の反射と透過の現象が生ずる。理論的考察によると、入射圧力を A_1 、反射圧力を A_2 、 ρ を密度とすると、 a 媒質と b 媒質の交面において

$$\frac{A_1 + A_2}{A_1} = \frac{2 \rho_b c_b}{\rho_a c_a + \rho_b c_b} \dots \dots \dots (3)$$

なる関係が得られる。各種反力端材料に対する計算値を実験値と比較した結果が図-2 に示されている。また透過波に関する実験において、粘土供試体を伝搬する波と第2媒質(細砂)へ透過した波の様子を示したのが図-3 である。理論値としては入射波の0.178倍が透過波となる。(1968.7.15・受付)

赤井：正会員 工博 京都大学教授 交通土木工学科
 徳田：正会員 運輸省港湾局臨海工業地帯課
 木内：学生会員 京都大学大学院学生

大塚

砕石・プラント
 設計/製作/据付施工

大塚鉄工株式会社

東京都港区三田五丁目七番一―一〇四号
 千二尺電話東京(壺)二二六一番(代表)

